Berlin College Library
FEB 2 1944

Physikalische Zeitschrift

begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**
vereinigt mit dem
Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik
begründet von **Johannes Stark**

herausgegeben von Professor Dr. Dr. h. c. **P. Debye**
unter Mitwirkung der
Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Schriftleitung: **Dr. Ludwig Bewilogua**, Berlin-Dahlem

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für RM 16.20 postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis RM 16.80 vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland RM 13.20, im Ausland RM 13.80. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen und Beilagen werden nach Tarif berechnet.
Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin-Dahlem, Boltzmannstraße 20, Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, zu senden. — Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

Nr. 16/17 — Ausgegeben im Oktober 1943 — Nr. 1121 25. Printed in Germany — 44. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

K. Steiner und H. Schoeneck, Über den Zusammenhang von Widerstandsänderung und magnetischer Induktion beim Eintritt der Supraleitung. S. 341–346.

K. Steiner und H. Schoeneck, Eine neue Erscheinung beim Eintritt der Supraleitung. S. 346–347.

E. Schwartz, Über den Einfluß der Raumladung auf die Schärfe von Braunschen Fernsehröhren. S. 348–366.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^{h}\,40^{min}$ für August 1943. S. 366.

Besprechungen:

E. v. Angerer, Wissenschaftliche Photographie. S. 366.

H. Greinacher, Ergänzungen zur Experimentalphysik. S. 366–367.

Jörn Lange, Einführung in die Physikalische Chemie (Thermodynamik, Kinetik). S. 367.

W. Pfanhauser, Galvanotechnik. S. 367–368.

W. Schulze, Allgemeine und physikalische Chemie. S. 368.

F. Vilbig, Lehrbuch der Hochfrequenztechnik. S. 368.

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1943. S. 368.

Nachrichten: S. 368.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Reproduced and Distributed in the Public Interest by
THE ALIEN PROPERTY CUSTODIAN

Lithoprinted by EDWARDS BROTHERS, INC., Ann Arbor, Michigan, U.S.A.

Eingegangene Bücher

(Eingehende Besprechung vorbehalten. Rücksendung nicht besprochener Bücher ist nicht in jedem Falle möglich)

Kiefer, R., Hotop, W., Pulvermetallurgie u. Sinterwerkstoffe. 8°. IX/403 S. 244 Abb. Berlin 1943. Springer-Verlag. Br. RM. 27.–, geb. RM. 28.20.

Robert Mayer u. das Energieprinzip 1842–1942. 8°. 395 S. mit 17 Abb. u. 10 Taf. Berlin 1942. VDI-Verl. G. m. b. H. Geb. RM. 12.–.

Preuß. Akad. d. Wissensch. Vorträge u. Schriften. H. 13 Laue, M. v., Energiesatz u. neuere Physik. 23 S. u. 11 Taf. RM. 1.60.

H. 16 Trendelenburg, Über den Licht- u. Farbensinn. 32 S. m. 11 Abb. RM. 1.–. Berlin 1943. Walter de Gruyter.

Reich-Zwerger, Taschenbuch d. angew. Geophysik. 8°. XII/408 S. m. 174 Abb. u. 8 Taf. Leipzig 1943. Akad. Verl.-Ges. Becker & Erler Kom.-Ges. Geb. RM. 38.–.

Steinke, E. G., Physik. Praktikum. 8°. VII/276 S. m. 132 Abb. Dresden 1943. Verl. Theod. Steinkopff. Geb. RM. 11.–.

Stern, Der Weltenwanderer. 8°. 158 S. München 1943. Verl. Ernst Reinhardt. Kart. RM. 3.20, geb. RM. 4.40.

Thüring, B., Einsteins Umsturzversuch der Physik. 2. Aufl. 8°. 68 S. Berlin 1943. Dr. Georg Lüttke Verl. Br. RM. 2.80.

Westphal, W., Physik. Praktikum 3. Aufl. 8°. VIII, 376 S. mit 106 Abb. u. 6 Tab. Braunschweig 1943. Friedr. Vieweg & Sohn. Br. RM. 8.–, geb. RM. 9.60.

Handbuch der Spektroskopie

Alles Erschienene in Originalbänden, sehr gut erhalten, zu verkaufen. Angebote unter **J. 199 P. Z.** an Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstraße 2.

Dr. Carl Leiss, Berlin

Physikalisch-optische Instrumente:

Spiegel-Doppel-Monochromatoren mit Quarz-, Steinsalz- und Flintprismen. / Monochromatoren für das sichtbare, ultraviolette und ultrarote Gebiet. **/ Spektral-Apparate, Spektrometer, Spektrographen mit Glas-, Quarz- und Fluorit-Optik. / Röntgen-Spektrographen und -Röhren** nach Prof. M. Siegbahn **/ Linsen und Prismen aus Glas, Quarz, Quarzglas, Fluorit** usw.

Grundlagen einer Theorie der ferromagnetischen Hysterese und der Koerzitivkraft

Von Dr.-Ing. Martin Kersten

Leiter der Entwicklungsabteilung für magnetische Werkstoffe der Siemens & Halske A. G.

VIII, 68 Seiten mit 22 Abbildungen und 2 Zahlentafeln.
Kartoniert RM. 4.80. Erschienen Anfang Oktober 1943

Die Theorie des Verfassers gibt neue Einsichten in die Gesetzmäßigkeiten des Magnetismus und ermöglicht es, die Hysterese des Dynamobleches und anderer Werkstoffe erstmals widerspruchsfrei zu erklären und aus der Zusammensetzung und dem Zustand des Werkstoffes zahlenmäßig abzuleiten.

VERLAG S. HIRZEL / LEIPZIG

This material is restricted in use and cannot be quoted by title or abstract for propaganda purposes or in the popular press. Quotation of titles and abstracts in publications of purely technical or scientific nature is not prohibited.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 16/17 — 1. Oktober 1943 — Redaktionsschluß für Nr. 18 am 1. Oktober 1943 — 44. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

K. Steiner u. H. Schoeneck, Über den Zusammenhang von Widerstandsänderung und magnetischer Induktion beim Eintritt der Supraleitung. S. 341.

K. Steiner u. H. Schoeneck, Eine neue Erscheinung beim Eintritt der Supraleitung. S. 346.

E. Schwartz, Über den Einfluß der Raumladung auf die Schärfe von Braunschen Fernsehröhren. S. 348.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\ 40^{min}$ für August 1943. S. 366.

Besprechungen. S. 366.

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1943. S. 368.

Nachrichten. S. 368.

ABHANDLUNGEN

Über den Zusammenhang von Widerstandsänderung und magnetischer Induktion beim Eintritt der Supraleitung

Von K. Steiner und H. Schoeneck

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Beim Eintritt der Supraleitung ändern sich der elektrische Widerstand und die magnetische Induktion der supraleitenden reinen Metalle sehr stark. Beide Erscheinungen treten in erster Näherung im gleichen Temperaturgebiet auf und werden zusammen durch ein äußeres Magnetfeld nach tieferen Temperaturen verschoben. Wir haben uns nun die Frage vorgelegt, ob bei diesem engen Zusammenhang zwischen Widerstand und Induktion auch Anfang und Ende der Änderung dieser beiden Größen zusammenfallen. Die vorliegende Veröffentlichung teilt die Versuchsergebnisse für kleine Belastungsströme der Proben mit. Bei größeren Belastungsstromstärken tritt außer den hier mitzuteilenden Beobachtungen noch eine besondere Erscheinung auf, über die in der folgenden Mitteilung kurz berichtet wird.

Die Versuche wurden in der Weise durchgeführt, daß an demselben Supraleiter gleichzeitig die elektrische Widerstandsänderung und die magnetische Induktionsänderung im Übergangsbereich zum supraleitenden Zustand registriert wurden. Die Versuchsanordnung zeigt Abb. 1. Ein zylindrischer Stab S wurde in seiner Längsrichtung von dem Strom I durchflossen und befand sich in dem homogenen longitudinalen Magnetfeld $\mathfrak{H}$, das durch eine Spule außerhalb des Heliumgefäßes erzeugt wurde. Das Erdfeld war durch ein Paar Helmholtzspulen weitgehend kompensiert. Es wurde nun während des Überganges zum supraleitenden Zustand der dem Ohmschen Widerstand proportionale Spannungsabfall im Stab S mit Hilfe eines Supergalvanometers R gemessen und registriert. Auf dem gleichen Registrierstreifen wurde gleichzeitig die Änderung der magnetischen Induktion des Stabes mit Hilfe der Induktionsspule B_1 und des ballistischen Galvanometers $\Delta\mathfrak{B}$ registriert. Der supraleitende Zustand wurde in der einen Versuchsreihe bei konstantem Magnetfeld durch

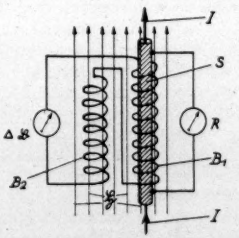

Abb. 1. Versuchsanordnung

Erniedrigen der Temperatur, in der anderen Versuchsreihe bei konstanter Temperatur – unterhalb der normalen Übergangstemperatur – durch allmähliches Ausschalten eines hinreichend starken Magnetfeldes hergestellt. Bei den Versuchen der ersten Art wurde die Temperaturerniedrigung möglichst gleichmäßig durchgeführt, so daß diese nahezu proportional mit der Zeit war. Die Zeitachse (Abszisse) in den Registrierungen kann deshalb auch als negative Temperaturachse aufgefaßt werden. Um über die absolute Größe der Temperatur und vor allem über ihre zeitliche Änderung etwas aussagen zu können, wurde während der Registrierungen für je 19 mm Hg Dampfdruckänderung des Heliumbades eine

Reproduced and Distributed in the Public Interest by THE ALIEN PROPERTY CUSTODIAN

senkrechte Marke aufgedruckt. Diese wurde durch kurzes Einschalten einer kleinen Lampe vor dem Schlitz des Registrierapparates in dem Moment erzeugt, in welchem das Dampfdruckmanometer die entsprechende Druckänderung angezeigt hatte. Auf dem Registrierstreifen waren außerdem Zeitmarken mit aufgenommen.

Um bei der zweiten Versuchsmethode nur die Induktionsänderung im Stab S zu erfassen, ohne die von der Feldänderung herrührenden Induktionsstöße mitzuregistrieren, war zu der Spule B_1 eine zweite gleiche Spule B_2 entgegengeschaltet, die für den normalleitenden Zustand der Probe abgeglichen war. Dadurch wurde der allein durch die Feldänderung von $\mathfrak{H}$ bedingte Anteil der Induktionsstöße kompensiert. Beim Erreichen des supraleitenden Zustandes hört diese Abgleichung allerdings auf, da der vom Supraleiter ausgefüllte Raum – infolge der außerordentlich hohen Leitfähigkeit des Supraleiters – gegen Feldänderungen abgeschirmt ist. Als Windungsfläche der Spule B_1 ist dann nur noch der Zwischenraum zwischen Supraleiter und Spule B_1 wirksam, und die Spule B_1 ist jetzt durch die Spule B_2 überkompensiert. Auch das Eintreten des Meißner-Ochsenfeld-Effektes führt zu dieser Aufhebung der Kompensation, da durch ihn eine ähnliche Feldverteilung um den Stab S wie bei der Abschirmung eintritt.

Die Induktionsänderung beim Meißner-Ochsenfeld-Effekt hat diamagnetisches Vorzeichen. Die Feldänderung in den Spulen B_1 und B_2 verursacht nach dem Verschwinden des elektrischen Widerstandes bzw. nach Eintritt des Meißner-Ochsenfeld-Effektes Ausschläge des ballistischen Galvanometers, die entgegengesetztes Vorzeichen wie die vom Meißner-Ochsenfeld-Effekt herrührenden Ausschläge haben und so leicht von diesem zu unterscheiden sind. Diamagnetische Ausschläge sind in den Abb. 2–4 durch ein negatives Vorzeichen gekennzeichnet. Sie sind je nach dem Polanschluß des Galvanometers nach oben oder nach unten gerichtet.

Zum Nachweis der magnetischen Induktionsänderung $\Delta\mathfrak{B}$ wurde ein ballistisches Drehspulgalvanometer großer Empfindlichkeit verwendet, dessen Dämpfung auf den aperiodischen Grenzzustand eingestellt war. Mit einem solchen Instrument kann der Beginn der Induktionsänderung zeitlich gut festgelegt werden. Ihr Ende ist aber mit einem ballistischen Instrument nicht genau festzustellen, da das Ende des Induktionsstoßes nicht mit dem Zurückschwingen des Galvanometers in seine Ruhelage zusammenfällt, sondern wesentlich früher liegt. Während der Zeit des Zurückschwingens können kleine Induktionsstöße leicht überdeckt werden, und erst eine sehr genaue Diskussion der Kurvenform und der Dämpfungsverhältnisse könnte etwas darüber aussagen, ob noch weitere Induktionsstöße im letzten Teil der Kurve überlagert sind. Auch über die Form der den Induktionsstoß verursachenden Induktionsänderung läßt sich wenig aussagen. Immerhin sind auch mit dem ballistischen Galvanometer mehrere, etwa gleichgroße Induktionsstöße getrennt zu beobachten, wenn ihre zeitliche Folge nicht zu dicht ist.

Die Verwendung eines Kriechgalvanometers wäre für diese Versuche grundsätzlich besser, da die Einstellzeit des Galvanometers im stark gedämpften Zustand wesentlich kürzer ist als im aperiodischen Grenzzustand. Vor allem fällt das Zurückschwingen in die Ruhelage praktisch ganz weg. Der zeitliche Ablauf der Induktionsänderung und vor allem ihr Ende wären mit einem solchen Instrument besser zu erkennen, als dies mit einem wenig gedämpften Instrument möglich ist. Die als Kriechgalvanometer verwendbaren Instrumente haben aber den Nachteil, daß die Größe der Ausschläge wesentlich kleiner als bei den ballistischen Instrumenten ist. Wegen der verhältnismäßig kleinen Dicke des Stabes S zeigte ein Kriechgalvanometer bereits so kleine Ausschläge, daß ihr Anfang und ihr Ende nicht mehr genügend genau festgelegt werden konnten. Dadurch ging der eigentliche Vorteil des Kriechgalvanometers wieder verloren. Es wurden deshalb bei diesen Versuchen der Nachteil des ballistischen Galvanometers in Kauf genommen und für das Ende der Induktionsänderung unter Verzicht auf genaue Werte nur Grenzen angegeben.

Als Beispiel der ersten Versuchsreihe, bei welcher der Übergang zum supraleitenden Zustand durch Temperaturerniedrigung hergestellt wurde, sind die beiden Registrierungen der Abb. 2 und Abb. 3 wiedergegeben. In diesen zeigen die Kurven R das Verschwinden des elektrischen Widerstandes der Probe, die Kurven $\Delta\mathfrak{B}$ das Auftreten des Meißner-Ochsenfeld-Effektes beim Eintritt der Supraleitung. Die Versuche wurden mit einem Zinneinkristall von 3,3 mm mittlerem Durchmesser durchgeführt.

Bei dem Versuch der Abb. 2 war die Belastungsstromstärke im Supraleiter 1,5 Ampere, das longitudinale Magnetfeld 1,0 Oerstedt. Die Dampfdruckänderung des Heliumbades betrug 1,5 mm Hg je Sekunde, dem entspricht bei 3,7° K eine Temperaturänderung von 0,003°/sec. Die obere Kurve R in Abb. 2 gibt den bekannten Verlauf der elektrischen Widerstandsabnahme wieder. Der normalleitende Zustand ist durch den linken horizontalen Teil der R-Kurve, der Widerstandswert Null durch die nachträglich eingezeichnete untere Horizontale $R = 0$ gegeben. Im Übergangsbereich ist die Widerstands-

kurve R zunächst ein kurzes Stück stark gekrümmt, verläuft dann im mittleren Teil nahezu geradlinig und mündet schließlich mit schwacher Krümmung in die Abszissenachse ein. Die untere Kurve $\Delta \mathfrak{B}$ zeigt den durch den Meißner-Ochsenfeld-Effekt verursachten ballistischen Ausschlag. Diese Kurve besteht aus einem kurzen, sehr flach ansteigenden Stück und dem unmittelbar anschließenden Hauptausschlag. Der daran anschließende kleine Ausschlag nach unten dürfte durch ungenügende Dämpfung des Galvanometers zu erklären sein. Die Nullinie dieser Kurve wurde für den Übergangsbereich ebenfalls nachträglich eingezeichnet. Die senkrechten

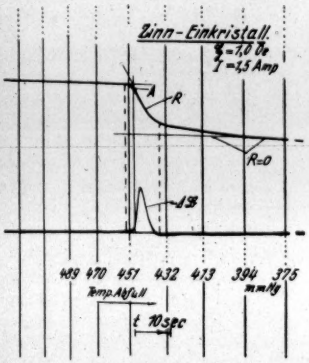

Abb. 2. Widerstandsänderung und Induktionsänderung eines Zinneinkristalles beim Übergang zur Supraleitung durch Temperaturerniedrigung bei konstantem Magnetfeld.

Geraden sind die Dampfdruckmarken; sie dienen außerdem zur Feststellung der in der R- und $\Delta \mathfrak{B}$-Kurve gleichzeitig registrierten Punkte.

Um die Frage nach der Dauer der Induktionsänderung und ihren Zusammenhang mit dem Widerstandsabfall experimentell weiter zu klären, wurde die in Abb. 3 wiedergegebene Messung durchgeführt, bei der die Temperaturerniedrigung im Übergangsbereich etwa viermal langsamer als bei der in Abb. 2 wiedergegebenen Messung vorgenommen wurde. Die Belastungsstromstärke im Supraleiter war 3 Ampere, das longitudinale Magnetfeld 3,3 Oerstedt. In Abb. 3 ist der Ausschlag $\Delta \mathfrak{B}$ des Meißner-Ochsenfeld-Effektes nach unten gerichtet, da das Galvanometer umgekehrt wie bei dem Versuch der Abb. 2 angeschlossen war. Die Widerstandskurve R und die Induktionsänderung $\Delta \mathfrak{B}$ zeigen in Abb. 3 keinen so glatten Verlauf wie in Abb. 2. Bei der langsamen Temperaturerniedrigung während des Versuches der Abb. 3 war es nicht mehr möglich, die Abpumpgeschwindigkeit des Heliumdampfes im ganzen Übergangsbereich zur Supraleitung (von 451 bis 413 mm Hg) so gleichmäßig einzustellen wie bei dem Versuch der Abb. 2. So wird infolge eines kleinen Temperaturanstieges etwa in der Mitte des Übergangs zur Supraleitung eine kleine Widerstandszunahme und gleichzeitig auch ein ballistischer Ausschlag mit entgegengesetztem Vorzeichen wie der des Meißner-Ochsenfeld-Effektes beobachtet, der durch ein

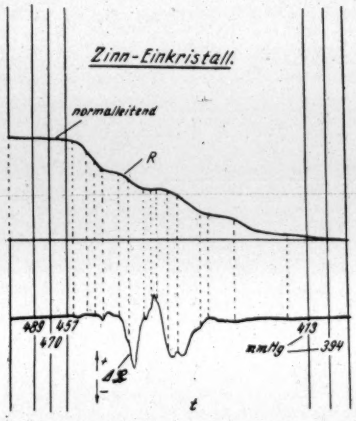

Abb. 3. Widerstandsänderung und Induktionsänderung eines Zinneinkristalles beim Übergang zur Supraleitung durch langsame Temperaturerniedrigung bei konstantem Magnetfeld.

Zurückgehen der bereits eingetretenen Induktionsänderung im Supraleiter zu erklären sein dürfte. Mit der weiteren Widerstandsabnahme zeigt die $\Delta \mathfrak{B}$-Kurve wieder das ursprüngliche Vorzeichen nach unten.

Eine Registrierung der zweiten Versuchsreihe zeigt Abb. 4, die bei konstanter Temperatur durch allmähliches Ausschalten eines longitudinalen Magnetfeldes $\mathfrak{H}$ erhalten wurde. Das Magnetfeld $\mathfrak{H}$ wurde so stark gewählt, daß bei der unterhalb des Sprungpunktes gelegenen Temperatur $T = 3{,}361^\circ K$ der normalleitende Zustand hergestellt wurde. Dazu waren etwa 5 Oerstedt erforderlich. Die jeweilige Stärke des Magnetfeldes ist durch die Kurve $\mathfrak{H}$ gegeben, deren Ordinatenwerte von oben nach unten zu messen sind. Die zugehörige $\mathfrak{H}$-Skala (links in Abb. 4) gibt die aus der Stromstärke im Feldsolenoid errechnete Feldstärke in Oerstedt an. Als Versuchsstab diente eine grobkristalline

Indiumprobe von etwa 4 mm Durchmesser[1]). Die Belastungsstromstärke war 2 Ampere. Die Kurve R zeigt den Widerstandsverlauf bei der abnehmenden Feldstärke $\mathfrak{H}$ und hat einen ähnlichen Verlauf wie in Abb. 2. Sie verläuft zunächst ziemlich stark gekrümmt, dann einigermaßen gradlinig und biegt schließlich im rechten unteren Teil allmählich in die Nullinie ein. Die Kurve $\Delta\,\mathfrak{B}$ gibt die zugehörige Induktionsänderung wieder. Da die Induktionsspule B_1 durch die entgegengeschaltete Spule B_2 gegen Feldänderungen kompensiert war, wird in der $\Delta\,\mathfrak{B}$-Kurve zuerst nur die durch die Probe verursachte Induktionsänderung registriert. Diese ist für den normalleitenden Zustand Null, und die ballistische Galvanometerkurve $\Delta\,\mathfrak{B}$ zeigt links in der Abb. 4 keinen Ausschlag, obwohl

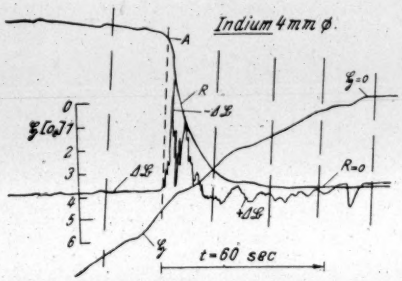

Abb. 4. Widerstandsänderung R, Induktionsänderung $\Delta\,\mathfrak{B}$ und Magnetfeld $\mathfrak{H}$ für einen Indiumstab beim Übergang zur Supraleitung durch Ausschalten des Feldes $\mathfrak{H}$ bei konstanter Temperatur.

sich das Feld $\mathfrak{H}$ stark ändert. Mit dem Einsetzen des Meißner-Ochsenfeld-Effektes treten dann in der Mitte der Abbildung mehrere Ausschläge nach oben mit diamagnetischem Vorzeichen auf. Die Kurve $\Delta\,\mathfrak{B}$ verläuft dabei nicht so glatt, wie dies in Abb. 2 und auch in Abb. 3 noch der Fall war, sondern sie ist aus mehreren Induktionsstößen zusammengesetzt und von einer großen Zahl kleiner, schnell wechselnder Induktionsstöße überlagert. Im rechten Teil der Kurve $\Delta\,\mathfrak{B}$, etwa von der Stelle an, wo sich $\Delta\,\mathfrak{B}$- und $\mathfrak{H}$-Kurve (zufällig) schneiden, werden dann Ausschläge nach unten, also mit entgegengesetztem Vorzeichen wie beim Meißner-Ochsenfeld-Effekt, beobachtet. Der letzte große Ausschlag nach unten (rechts in der $\Delta\,\mathfrak{B}$-Kurve) ist beim plötzlichen Ausschalten des Restfeldes $\mathfrak{H}$ nach Erreichung des supraleitenden Zustandes entstanden. Die zugehörige Kurve $\mathfrak{H}$ zeigt diese sprunghafte Feldänderung infolge großer Trägheit des verwendeten Galvanometers nicht als solche an, sondern steigt nur allmählich auf den Wert $\mathfrak{H}=0$ an. Die senkrecht gestrichelten Linien in Abb. 4 dienen zur Bestimmung der gleichzeitig registrierten Punkte auf der R-, $\Delta\,\mathfrak{B}$- und $\mathfrak{H}$-Kurve. Ihre Neigung ist dadurch bedingt, daß bei dieser Messung der Registrierstreifen sich etwas geworfen hat.

Aus den vorliegenden Versuchen kann über den Zusammenhang zwischen dem elektrischen Widerstand und der magnetischen Induktionsänderung folgendes entnommen werden:

1. Bei dem Versuch der Abb. 2 wird der erste gekrümmte Teil der Kurve R (links von A) und der erste flach ansteigende Teil der Kurve $\Delta\,\mathfrak{B}$ gleichzeitig registriert; sie gehören also zum gleichen Temperaturgebiet.
2. Gleichzeitig mit dem Beginn (A) des geradlinigen, mittleren Teiles der Kurve R setzt der Beginn des Hauptausschlages von $\Delta\,\mathfrak{B}$ ein.
3. Die Widerstandskurve R zeigt noch einen von Null verschiedenen Widerstand, nachdem der vom Meißner-Ochsenfeld-Effekt herrührende ballistische Ausschlag schon vollständig auf Null zurückgegangen ist.

Auch bei dem mit viermal langsamerer Temperaturerniedrigung durchgeführten Versuch der Abb. 3 ist eine Widerstandsänderung vor dem Einsetzen des Hauptausschlages der Induktionsänderung deutlich zu erkennen. Der Hauptausschlag des Meißner-Ochsenfeld-Effektes (nach unten gerichtet) wird wieder zusammen mit dem mittleren Teil der R-Kurve beobachtet. Dann ist noch deutlicher als in Abb. 2 zu erkennen, daß die Ausschläge $\Delta\,\mathfrak{B}$ schon auf Null zurückgegangen sind, ehe der elektrische Widerstand R den Wert Null erreicht hat.

Auch bei der zweiten Versuchsmethode (Abb. 4) tritt dieser Zusammenhang zwischen der R- und der $\Delta\,\mathfrak{B}$-Kurve, allerdings nicht ganz so klar, hervor. Der Beginn des Meißner-Ochsenfeld-Effektes (Ausschlag nach oben gerichtet) setzt auch beim magnetischen Übergang zum supraleitenden Zustand etwas später (bei A) ein, als der Widerstandsabfall beginnt. Ob vorher (links von A) ein flacher Anstieg der $\Delta\,\mathfrak{B}$-Kurve stattfindet, läßt sich aus Abb. 4 nicht mit Sicherheit entnehmen. Der Hauptausschlag von $\Delta\,\mathfrak{B}$ fällt mit dem mittleren Teil der R-Kurve zusammen. Der letzte Teil der $\Delta\,\mathfrak{B}$-Kurve ist bei diesem Versuch dadurch gestört, daß die Spule B_1 gegen Feldänderungen nach Eintritt des Meißner-Ochsenfeld-Effektes nicht mehr kompensiert ist. Die rechts vom Schnittpunkt der $\Delta\,\mathfrak{B}$-Kurve mit der $\mathfrak{H}$-Kurve beobachteten Ausschläge nach unten mit entgegengesetztem Vorzeichen wie

1) Infolge vorzeitigen Abbruchs der Messungen konnten keine Registrieraufnahmen mit dem Zinneinkristall mehr hergestellt werden.

links davon rühren im wesentlichen von Änderungen des Feldes $\mathfrak{H}$ her. Ihr Auftreten deutet aber darauf hin, daß hier keine größeren Induktionsänderungen mit diamagnetischem Vorzeichen mehr eintreten. Damit ist es auch für den magnetischen Übergang zur Supraleitung sehr wahrscheinlich, daß der Meißner-Ochsenfeld-Effekt schon bei endlichem Widerstand R zu Ende ist.

Für das in Abb. 4 beobachtete Auftreten mehrerer Induktionsstöße kommen zwei Gründe in Frage. Einmal ist die polykristalline Struktur der Indiumprobe dafür verantwortlich; denn die einzelnen, verschieden großen Kristallite werden je nach ihrer Größe bei etwas verschiedenen Temperaturen supraleitend[2]). Damit wird bei konstanter Temperatur der Schwellenwert des Magnetfeldes für die einzelnen Kristallite verschieden, und der Übergang in den supraleitenden Zustand wird bei den der Kristallitgröße entsprechenden Feldstärken des Schwellenwertes beobachtet. Entsprechend dem Übergang der einzelnen Kristallite werden in der $\Delta\,\mathfrak{B}$-Kurve große Induktionsstöße beobachtet. Als zweiter Grund kommen kleine Unstetigkeiten in der Feldänderung in Frage, die dadurch bedingt sind, daß der als Vorwiderstand zur Feldspule benutzte Schiebewiderstand zwar möglichst gleichmäßig verschoben wurde, aber doch nur stufenweise eingeschaltet werden konnte. Da die kleinen Induktionsstöße auch noch im rechten Teil der $\Delta\,\mathfrak{B}$-Kurve beobachtet werden, wo die magnetische Induktionsänderung im Supraleiter im wesentlichen beendet ist, sind die kleinen überlagerten Stöße in der Hauptsache auf Unstetigkeiten beim Ausschalten des Feldes $\mathfrak{H}$ zurückzuführen. Wegen der Trägheit des Galvanometers und der verhältnismäßig kleinen Empfindlichkeit des elektrischen Widerstandes gegen Feldänderungen werden die mit dieser Feldänderung verbundenen kleinen Widerstandsänderungen in der R-Kurve nicht registriert.

Nachdem durch Abb. 4 gezeigt ist, daß mit dem verwendeten ballistischen Galvanometer mehrere, nicht zu schnell aufeinanderfolgende Induktionsstöße noch gut getrennt werden, darf man bei der $\Delta\,\mathfrak{B}$-Kurve der Abb. 2 aus dem glatten Kurvenverlauf wohl schließen, daß der Übergang zum supraleitenden Zustand bei dem verwendeten Einkristall mit einer einzigen Induktionsänderung verbunden ist, die mit dem mittleren steilen Teil der R-Kurve zusammenfällt. Unter Berücksichtigung der kleinen Temperaturschwankung in der Mitte des Übergangsbereiches gilt dies auch für den Versuch der Abb. 3. Ob die Induktionsänderung bei diesen beiden Versuchen so kurzzeitig ist, daß sie schon vor dem Einsetzen des Galvanometerausschlages zu Ende ist, wie es strenggenommen bei ballistischen Messungen sein sollte, ist aber sehr fraglich.

Der Beginn der Induktionsänderung wird, wie schon erwähnt, auch ballistisch genau wiedergegeben, während man über ihr Ende vorerst nichts Bestimmtes aussagen kann. Man kann aber versuchen, aus den Kurven wenigstens gewisse Grenzwerte für das Ende zu erhalten, und kann dazu den Punkt der $\Delta\,\mathfrak{B}$-Kurve wählen, an dem der ballistische Ausschlag wieder auf Null zurückgegangen ist. Dieser Punkt ist sicher zu spät gelegt. Aber selbst diese vorsichtige Abschätzung liefert schon das Ergebnis, daß die Induktionsänderung bereits zu Ende ist, wenn der elektrische Widerstand noch einen deutlich von Null verschiedenen Wert hat. Läßt man die Annahme zu, daß in der Abb. 2 nur ein einziger, kurz dauernder Induktionsstoß erfolgt ist, so wäre die Stelle des Maximums der $\Delta\,\mathfrak{B}$-Kurve schon richtiger, und aus der Abb. 2 ist dann noch deutlicher der endliche Widerstand nach Ablauf der Induktionsänderung zu entnehmen. Bei dieser Abschätzung erhält man für das Ende der Induktionsänderung im Supraleiter einen entsprechenden Widerstandswert von ungefähr 0,25 des Restwiderstandes im normalleitenden Zustand. Auf eine genaue Festlegung des Endes der Induktionsänderung muß hier verzichtet werden.

Ein zu frühes Einbiegen der $\Delta\,\mathfrak{B}$-Kurve in die Nullinie könnte nur dann beobachtet werden, wenn man nach dem Eintritt des Meißner-Ochsenfeld-Effektes noch kleine Induktionsänderungen im Supraleiter mit entgegengesetztem Vorzeichen wie bei diesem annimmt. Da eine solche Induktionsänderung bis heute nicht bekannt ist, bleibt diese Möglichkeit bei der Besprechung der Versuche der Abb. 2 und Abb. 3 außer Betracht.

Aus dem Kurvenverlauf im mittleren Teil der Abb. 3, der mit einem kleinen Temperaturanstieg zusammenhängt, kann geschlossen werden, daß zwischen der magnetischen Induktionsänderung und dem elektrischen Widerstand während des Übergangs zur Supraleitung ein enger Zusammenhang besteht, da mit dem Widerstandsanstieg in der Mitte der Übergangskurve ein Zurückgehen des Meißner-Ochsenfeld-Effektes verbunden ist. Weiter ist daraus zu entnehmen, daß die Induktionsänderung nicht momentan erfolgt, sondern sich über einen gewissen Bereich des Widerstandsabfalles erstreckt. Für Anfang und Ende der Induktionsänderung kommt man

[2]) K. Steiner und P. Graßmann, Physik. Zeitschr. **36**, 516, 1935.

auch auf Grund der Abb. 3 zu etwa denselben Widerstandswerten wie in Abb. 2.

Da bei beiden Versuchsmethoden Anfang und Ende der Induktionsänderung an bestimmte Widerstandswerte auf der Übergangskurve gebunden sind, gleichgültig, ob diese durch Senken der Temperatur oder durch Ausschalten eines Magnetfeldes hergestellt wurden, ist im Übergangsbereich auch bei der ersten Versuchsmethode nicht die Temperatur, sondern der entsprechende Wert auf der Widerstandskurve für den Beginn und das Ende des Meißner-Ochsenfeld-Effektes maßgebend. Diese Widerstandswerte fallen nicht mit dem Anfang oder dem Ende der elektrischen Widerstandsänderung zusammen.

Versuche von de Haas und Casimir-Jonker[3]) deuteten bereits darauf hin, daß das Eintreten der Supraleitung beim elektrischen Widerstand und bei der magnetischen Induktionsänderung nicht genau bei der gleichen Temperatur erfolgt. Auch die Änderung der spezifischen Wärme scheint nach Messungen von Keesom und Desirant[4]) bei einer etwas anderen Temperatur als die magnetische Induktionsänderung, aber gleichzeitig mit der Widerstandsänderung, einzusetzen.

Zusammenfassung

Die vorstehenden Versuche zeigen, daß beim Übergang zum supraleitenden Zustand durch Temperaturerniedrigung oder durch allmähliches Ausschalten eines Magnetfeldes das Ende des Meißner-Ochsenfeld-Effektes schon erreicht ist, wenn der elektrische Widerstand noch einen gut meßbaren Bruchteil seines Wertes im normalleitenden Zustand hat. Auch der Beginn des Meißner-Ochsenfeld-Effektes fällt nicht ganz mit dem Beginn der Widerstandsänderung zusammen, sofern man von der sehr kleinen Induktionsänderung zu Beginn des Überganges zur Supraleitung vor dem Einsetzen des Hauptausschlages absieht.

3) W. J. de Haas und J. M. Casimir-Jonker, Physica **1**, 291, 1934; Comm. Leiden Nr. 229d.
4) W. H. Keesom und M. Desirant, Proc. Amst. **42**, 536, 1939.

Charlottenburg, den 26. März 1943.

(Eingegangen 28. Juni 1943)

Eine neue Erscheinung beim Eintritt der Supraleitung

Von K. Steiner und H. Schoeneck

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

In der voranstehenden Arbeit[1]) wurde über Messungen berichtet, welche sich auf den Zusammenhang des elektrischen Widerstandes und der magnetischen Induktion im Übergangsgebiet zur Supraleitung beziehen. Bei diesen Messungen zeigte es sich, daß das magnetische Verhalten der Supraleiter zu Beginn des Übergangs zur Supraleitung sehr verschieden war, je nachdem ob ein schwacher oder ein starker Belastungsstrom im Supraleiter floß. Das Verhalten bei schwachem Strom zeigt im großen und ganzen nichts Unerwartetes. Im Zusammenhang mit dem Verschwinden des elektrischen Widerstandes wird nur die durch den Meißner-Ochsenfeld-Effekt hervorgerufene Induktionsänderung mit diamagnetischem Vorzeichen beobachtet. Bei stärkerer Strombelastung wird dagegen unmittelbar vor dem Meißner-Ochsenfeld-Effekt eine entgegengesetzt gerichtete, bisher nicht bekannte Induktionsänderung mit paramagnetischem Vorzeichen beobachtet, über die hier kurz berichtet werden soll.

Die Versuchsanordnung war dieselbe, wie sie in der voranstehenden Arbeit beschrieben wurde. Der Übergang vom normalleitenden zum supraleitenden Zustand wurde durch Temperaturerniedrigung hergestellt. Die Versuche wurden mit dem Zinneinkristall von 3,33 mm Durchmesser und mit einem grobkristallinen Indiumstab von 4 mm Durchmesser durchgeführt.

Während bei kleinen Belastungsströmen das früher beschriebene Verhalten beobachtet wurde, zeigten bei größeren Belastungsstromstärken die Registrierkurven vor den vom Meißner-Ochsenfeld-Effekt herrührenden Ausschlägen kleine Ausschläge mit entgegengesetztem Vorzeichen. Die weitere Untersuchung dieser Ausschläge ergab, daß ihr Vorzeichen unabhängig von der Stromrichtung im Supraleiter war, daß die Ausschläge aber mit der Feldumkehr ihr Vorzeichen umkehrten. Diese Ausschläge sind also durch eine magnetische Induktionsänderung im Supraleiter verursacht. Ihr Vorzeichen ist das einer paramagnetischen Induktionsänderung. Die absolute Größe dieses ballistischen Ausschlages ist mit dem vom Meißner-Ochsenfeld-Effekt herrührenden, unmittelbar anschließenden Ausschlag vergleichbar. Dieser „Paramagnetismus" ist aber mit dem gewöhnlichen Paramagnetismus

1) K. Steiner und H. Schoeneck, Physik. Zeitschr. **44**, 341, 1943.

ebensowenig identisch, wie der Meißner-Ochsenfeld-Effekt mit dem gewöhnlichen Diamagnetismus gleichzusetzen ist.

Zur Veranschaulichung des magnetischen Verhaltens eines Supraleiters, der von einem verhältnismäßig starken Belastungsstrom durchflossen ist, wird in Abb. 1 ein Stück eines Registrierstreifens wiedergegeben, der mit dem Zinneinkristall bei 2 Ampere Belastungsstrom und in einem longitudinalen Magnetfeld von

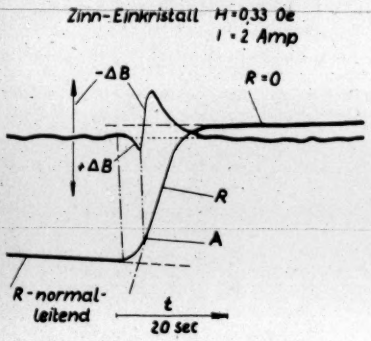

Abb. 1. Magnetische Induktionsänderung $\Delta\mathfrak{B}$ und Widerstandsänderung R eines Zinneinkristalles mit 2 Ampere Belastungsstrom beim Übergang zur Supraleitung durch Temperaturerniedrigung bei konstantem Magnetfeld, $\mathfrak{H} = 0{,}33$ [Oe].

0,33 Oerstedt erhalten wurde. In der Abbildung läuft von links nach rechts die Zeitachse. Dieser ist die Temperaturabnahme im Übergangsbereich nahezu proportional, da die Dampfdruckänderung beim Abpumpen möglichst gleichmäßig erfolgte. Der Temperaturverlauf im Übergangsgebiet kann nötigenfalls auch aus dem bekannten und gleichzeitig mitaufgezeichneten Widerstandsverlauf der Probe erschlossen werden. Die Kurve R gibt den Widerstandsverlauf, die Kurve $\Delta\mathfrak{B}$ die magnetische Induktionsänderung im Supraleiter wieder, wie sie von einem ballistischen Galvanometer aufgezeichnet wird. Beide Kurven wurden gleichzeitig registriert. Ausschläge nach unten entsprechen bei der $\Delta\mathfrak{B}$-Kurve in der Abbildung einem paramagnetischen, solche nach oben einem diamagnetischen Vorzeichen. Die Nullinie ist für den Übergangsbereich nachträglich eingezeichnet.

In der R-Kurve ist der dem normalleitenden Zustand bei 3,8° K entsprechende Widerstand durch den linken, nahezu horizontalen Teil der R-Kurve wiedergegeben. Die Abweichung von der Horizontalen ist durch eine beim Abpumpen des Heliumdampfdruckes entstehende kleine Thermokraft zu erklären. Der Übergang zum supraleitenden Zustand ($R = 0$) erfolgt in der bekannten Weise. In der Abbildung ist eine Abnahme des Widerstands mit einem Anstieg der R-Kurve nach oben verbunden. Zunächst (bis zum Punkt A) ist die R-Kurve gekrümmt, verläuft dann vom Punkt A ab nahezu linear und biegt im letzten Teil in die dem Wert $R = 0$ entsprechende Gerade ein.

Während bei schwachem Belastungsstrom vor dem Hauptausschlag des Meißner-Ochsenfeld-Effektes nur ein schwaches Abbiegen der $\Delta\mathfrak{B}$-Kurve mit demselben Vorzeichen wie der Meißner-Ochsenfeld-Effekt beobachtet wurde (vgl. Abb. 2 der voranstehenden Arbeit), wird jetzt bei stärkerem Belastungsstrom im Gegensatz dazu gleichzeitig mit dem ersten gekrümmten Teil der R-Kurve (links von A) ein deutlicher Ausschlag mit paramagnetischem Vorzeichen beobachtet, an den sich unmittelbar beim Widerstandswert A der durch den Meißner-Ochsenfeld-Effekt verursachte Ausschlag mit diamagnetischem Vorzeichen anschließt.

Der vom Meißner-Ochsenfeld-Effekt herrührende Ausschlag ist dann, ebenso wie bei schwachem Strom, schon zu Ende, bevor der elektrische Widerstand den Wert $R = 0$ erreicht.

Bei stärkerem Belastungsstrom wird also, wie die Registrierkurve zeigt, vor dem Einsetzen des Meißner-Ochsenfeld-Effektes eine bisher nicht bekannte magnetische Induktionsänderung mit paramagnetischem Vorzeichen beobachtet, die, wie schon erwähnt, unabhängig von der Stromrichtung ist. Die Abhängigkeit dieser Induktionsänderung vom Belastungsstrom und vom Magnetfeld soll in einer späteren Veröffentlichung eingehender beschrieben und auch für die zirkular gerichtete Komponente nachgewiesen werden. Bei früheren Versuchen von J. Stark und K. Steiner[2]) wurde die hier beschriebene neue Erscheinung nicht beobachtet. Auf die Gründe dafür kann erst in der ausführlichen Veröffentlichung eingegangen werden.

Zusammenfassung

Es wird beim Eintritt der Supraleitung eine magnetische Induktionsänderung mit paramagnetischem Vorzeichen beobachtet, wenn der Supraleiter von einem Strom hinreichender Stärke durchflossen wird. Diese Induktionsänderung wird vor dem Eintritt des Meißner-Ochsenfeld-Effektes beobachtet. Sie ist unabhängig von der Richtung des Belastungsstromes.

2) J. Stark und K. Steiner, Physik. Zeitschr. **38**, 277, 1937.

Charlottenburg, den 26. März 1943.

(Eingegangen 28. Juni 1943)

Über den Einfluß der Raumladung auf die Schärfe von Braunschen Fernsehröhren

Von E. Schwartz

Bei der Konstruktion von Kathodenstrahlröhren steht die Frage nach der Schärfe des Elektronenbrennflecks in der Leuchtschirmebene naturgemäß an oberster Stelle. Fast alle Maßnahmen und Verbesserungen an der Elektronenquelle und an der fokussierenden oder ablenkenden Elektronenoptik zielen auf eine Erhöhung der Fleckschärfe ab, oder zumindest wird doch ihr Wert an dem Einfluß entschieden, den sie auf die Fleckschärfe ausüben. Aber wenn man auch die erwähnten Bauelemente der Röhre zu einer noch so hohen Vollständigkeit entwickeln könnte, so wäre doch einer beliebigen Steigerung der Stromdichte im Brennfleck eine natürliche Grenze gesetzt, die von der gegenseitigen Abstoßung der Strahlelektronen herrührt.

Besonders bei der Diskussion von Großbildröhren für die Projektion von Fernsehbildern ist dieses Problem oft angeschnitten worden, und tatsächlich scheinen die Verhältnisse hier auch besonders kritisch zu sein. Denn bei Projektionsröhren muß man, wenn die Ausmaße der benutzten Objektive in erträglichen Grenzen bleiben sollen, das Format des vom Elektronenstrahl beschriebenen Bildes möglichst klein und also auch den Leuchtfleck besonders scharf machen. Andererseits muß man, um den zur Projektion nötigen, außerordentlich gesteigerten Lichtstrom zu erreichen, die Leistung im Strahl – d. h. bei fester Spannung den Strahlstrom – viel höher machen, als das bei Fernsehröhren für direkte Betrachtung nötig und üblich ist. Wenn sich also die Forderungen nach höherem Strom und kleinerem Fleck begegnen, so tritt damit die oben angeschnittene Frage nach der elektronischen Grenzschärfe mehr als sonst in den Vordergrund. Um aber einen allgemeingültigen Überblick zu erlangen, soll im folgenden die Frage nach der Grenzschärfe nicht auf Projektionsröhren beschränkt bleiben, sondern für beliebige Braunsche Fernsehröhren geprüft werden.

Physikalische Grundlagen

Die Raumladungskräfte sind schon früh Gegenstand rechnerischer Untersuchungen gewesen. MacGregor Morris und Mines [1] stellten als erste die grundlegenden Gleichungen auf. Watson [2] gab als erster die Lösung des Problems für ein ursprünglich paralleles Strahlenbüschel, die Knoll und Ruska [3] in auswertbare Form brachten. Zworykin [4] gab eine Formel für die Grenzschärfe konvergenter Strahlen an, die später in geänderter Form von Knoll [13] angegeben und ausgewertet wurde. Von Borries und Dosse [8] erweiterten die Theorie auf die Randelektronen konvergenter Strahlenbüschel. Im Interesse einer Abgrenzung des Gültigkeitsbereiches der hier zugrunde zu legenden Formeln soll zunächst eine geschlossene Darstellung der physikalischen Grundlagen gegeben werden, in deren Verlauf die Ergebnisse der älteren Arbeiten auftreten werden und an deren Schluß das Material für die technische Frage bezüglich der Schärfe unserer Fernsehröhren stehen soll.

Ein Elektron, das sich in einem elektromagnetischen Feld befindet, erfährt die Kraft

$$\mathfrak{K} = e \cdot \mathfrak{E} - e \cdot [\mathfrak{v}, \mathfrak{H}] .$$

Der Kathodenstrahl baut um sich ein elektrisches und ein magnetisches Feld auf, und diese Felder beeinflussen rückwirkend die einzelnen Elektronen des Strahls. Wir setzen zunächst einen zylindrischen Strahl voraus. Dann fordert die Symmetrie des Strahles, wenn man zylindrische Koordinaten voraussetzt und die z-Achse mit der Strahlachse zusammenfallen läßt,

$$\mathfrak{E}_z = 0 \qquad \mathfrak{E}_\varphi = 0 \qquad \mathfrak{E}_R = \mathfrak{E}$$
$$\mathfrak{H}_z = 0 \qquad \mathfrak{H}_\varphi = \mathfrak{H} \qquad \mathfrak{H}_R = 0 .$$

Wir nehmen zunächst an, daß das vom Strahl beeinflußte Elektron eine von den Strahlelektronen selbst unabhängige Geschwindigkeit habe. Es möge aber parallel zum Strahl fliegen, d. h. seine Geschwindigkeitskomponenten seien

$$\mathfrak{v}_z = \mathfrak{v}_P \qquad \mathfrak{v}_\varphi = 0 \qquad \mathfrak{v}_R = 0 .$$

Dann erhalten wir als Komponenten für die vom Elektronenstrahl bewirkte Kraft.

$$\mathfrak{K}_z = 0 \qquad \mathfrak{K}_\varphi = 0 \qquad \mathfrak{K}_R = e \cdot (\mathfrak{E} - \mathfrak{v}_P \cdot \mathfrak{H}) . \qquad (1)$$

Über die Geschwindigkeit der einzelnen Strahlelektronen machen wir nur die Annahme, daß sie eine eindeutige Funktion des Ortes sei. Für den Fall nichtkonstanter Geschwindigkeit, in dem also die Elektronen noch unter der Einwirkung eines beschleunigenden oder bremsenden Feldes stehen, kommt seine äußere Kraft noch zu der elektronischen hinzu.

Wir bestimmen nun die Werte für $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$, d. h. also für die vom Strahl erzeugten Felder. Der Strahl möge den Radius R haben (Fig. 1a). Der Punkt P, an dem sich unser Testelektron befindet und für den wir die Werte von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ suchen, möge den Achsenabstand R haben. Ein Stromfaden im Bereich von r bis $r + dr$ und φ bis $\varphi + d\varphi$ erzeugt im Punkte P ein elektrisches Felddifferential $\mathfrak{e}_1$, dessen Beitrag zur

Gesamtfeldstärke ist $\mathfrak{e}_0 = \mathfrak{e}_1 \cdot \cos\vartheta$. Hier ist ϑ der Winkel zwischen den beiden Ebenen, die man durch P und die Strahlachse einmal und zum anderen durch P und den Stromfaden legen kann. Zur Ermittlung von $\mathfrak{e}_1$ stellen wir diese Schnittebene durch P und den Stromfaden ($1'1''$ in Fig. 1a) in Fig. 1b dar. Ein Längenelement ds des Stromfadens erzeugt im Punkte P die Feldstärke $\mathfrak{e}_2$, und es ist $\mathfrak{e}_2 \cdot \cos\psi = \mathfrak{e}_1$. Insgesamt ist demnach $\mathfrak{e}_0 = \mathfrak{e}_2 \cdot \cos\vartheta \cdot \cos\psi$. Für $\mathfrak{e}_2$ verlangt das Coulombsche Gesetz $\mathfrak{e}_2 = \varrho \cdot \frac{dV}{a^2}$, so daß wir schreiben können:

$$\mathfrak{e}_0 = \varrho \cdot \frac{dV}{a^2} \cdot \cos\vartheta \cdot \cos\psi .$$

Eine entsprechende Überlegung für die magnetische Feldstärke führt zu

$$\mathfrak{h}_0 = i \cdot \frac{dq \cdot ds}{a^2} \cdot \cos\vartheta \cdot \cos\psi .$$

Also wird nach Formel (1) das Differential für die Kraft auf ein im Punkte P fliegendes Elektron

$$\mathfrak{k}_R = e \cdot (\varrho - i \cdot v_P) \cdot dV \cdot \frac{1}{a^2} \cdot \cos\vartheta \cdot \cos\psi$$

und also die Gesamtkraft

$$\mathfrak{K}_R = \int (\varrho - i \cdot v_P)\, e \cdot \frac{dV}{a^2} \cdot \cos\vartheta \cdot \cos\psi . \qquad (2)$$

Wenn nun n Elektronen pro Sekunde den Strahlquerschnitt von der Fläche $R^2 \cdot \pi$ durchsetzen und sie im Volumenelement dV die Geschwindigkeit v_E haben, so ist

$$\varrho = \frac{n \cdot e}{R^2 \cdot \pi \cdot v_E}\,\mathrm{esE} = \frac{n \cdot e \cdot c^2}{v_E \cdot R^2 \cdot \pi}\,\mathrm{emE}$$

$$i = \frac{n \cdot e}{R^2 \cdot \pi}\,\mathrm{emE}$$

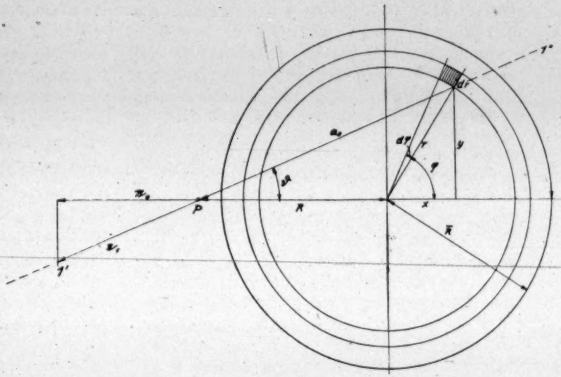

Fig. 1a.

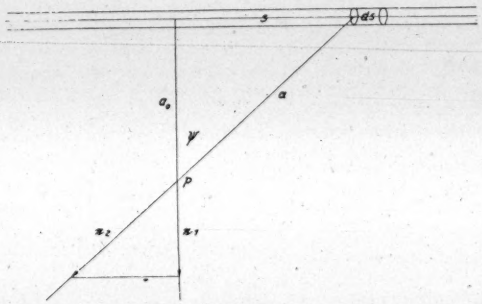

Fig. 1b.

und es wird also

$$\mathfrak{K}_R = \int \frac{n \cdot e^2}{R^2 \cdot \pi} \cdot \left(\frac{c^2}{v_E} - v_P\right) \cdot \frac{1}{a^2} \cdot \cos\vartheta \cdot \cos\psi \cdot dV .$$

Unsere Formel gilt also auch für Strahlabschnitte, längs denen v_E eine nichtkonstante Funktion von s ist, also insbesondere auch für den Fall beschleunigter Elektronenstrahlen. Als Funktionen von s stellen sich also im allgemeinen v_E, a und ψ dar, so daß wir schreiben können:

$$\mathfrak{K}_R = \frac{n \cdot e^2}{R^2 \cdot \pi} \cdot \int_0^R dr \cdot \left\{ \int_0^{2\pi} \cos\vartheta\, r\, d\varphi \left[\int_{s_1}^{s_2} \left(\frac{c^2}{v_E} - v_P\right) \cdot \frac{\cos\psi}{a^2} \cdot ds \right] \right\} . \qquad (2a)$$

Die Formel gilt angenähert auch für nichtparallele Strahlenbüschel, denn das innere Integral über s gibt die senkrecht zum elementaren Stromfaden gerichtete Kraft im Punkte P an, und solange es sich um parallele Strahlenbüschel handelt, genügt die Multiplikation mit $\cos\vartheta$, um die Komponente senkrecht zur Büschelachse zu erhalten. Im Falle konvergenter oder diver-

genter konischer Büschel liegen die Vektoren der einzelnen Stromfäden nicht mehr in der Ebene senkrecht zur Büschelachse (Zeichenebene der Fig. 1a), sondern liegen auf kegelähnlichen Regelflächen um die Achsensenkrechte herum. Sie sind gegen die Achsensenkrechte annähernd um den gleichen Winkel geneigt wie die einzelnen Stromfäden gegen die Büschelachse, und man muß die Vektoren der Einzelfäden außer mit $\cos\vartheta$ noch mit dem cos eines Winkels multiplizieren, der angenähert gleich dem Öffnungswinkel des Strahlenkegels ist. Da nun in Kathodenstrahlröhren im allgemeinen Winkel von etwa 10^{-2} vorkommen, die im kathodenseitigen Raum höchstens bis etwa $7 \cdot 10^{-2}$ anwachsen, so kann man Gleichung (2a) auch in unserem Falle als gültig ansehen, wenn man sich mit einem Fehler begnügt, der maximal etwa 2 Proz. beträgt.

Außer der genannten Verringerung von $\mathfrak{K}_R$ tritt an sich noch bei konischen Strahlen hinzu, daß die Vektoren der Einzelfäden eine zusätzliche Komponente in der z- und in der φ-Richtung annehmen, die wir aber als klein ansehen dürfen. Im übrigen heben sich wegen der Kegelsymmetrie die φ-Komponenten quantitativ auf, und die z-Komponenten heben sich zumindest doch angenähert auf, so daß sie, da sie an sich schon einzeln neben der radialen Einzelkomponente vernachlässigbar sind, integriert neben der integrierten radialen Gesamtkraft erst recht vernachlässigt werden können.

Auf die Integration über r hat der Übergang vom parallelen zum konischen Strahl keinen weiteren Einfluß. Es ist in jedem Falle bis $\bar{R}$ zu integrieren, wobei $\bar{R}$ den Büschelhalbmesser angibt, in der Ebene durch P und senkrecht zur Strahlachse.

Wir beschränken uns nun zunächst auf den Fall, daß der Strahl seine Endgeschwindigkeit bereits erreichte, daß also $v_E = \text{const}$ längs s, und außerdem möge auch das Testelektron mit der gleichen Geschwindigkeit fliegen, d. h. wir setzen $v_E = v_P = v = \text{konst}$. Außerdem möge der Achsenabstand von P und ebenso der Strahlradius klein sein gegen die Strahllänge, so daß man das Integral über s von $-\infty$ bis $+\infty$ erstrecken kann. Im übrigen machen wir zunächst noch keine Voraussetzung über das Verhältnis von R und $\bar{R}$, d. h. also, wir lassen offen, ob das Testelektron innerhalb, außerhalb oder am Rande des Strahlenbüschels fliegt. Dann wird Gleichung (2a) zu

$$\mathfrak{K}_R = \frac{n \cdot e^2}{R^2 \cdot \pi} \cdot \frac{c^2 - v^2}{v} \cdot \int_0^{\bar{R}} dr \int_0^{2\pi} \cos\vartheta\, r\, d\varphi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mathrm{I}}{a^2} \cos\psi\, ds\,. \tag{2b}$$

Wir ermitteln zunächst den Beitrag des einzelnen Stromfadens zum Gesamtintegral:

$$I_F = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mathrm{I}}{a^2} \cdot \cos\psi \cdot ds$$

in bekannter Weise zu

$$I_F = \frac{2}{a_0}\,.$$

Hier ist a_0 der senkrechte Abstand von P zum Stromfaden (vgl. Fig. 1b).

Wir integrieren nun über diejenigen Stromfäden, die auf einer zylindrischen Schale mit dem Achsenabstand r liegen, und wir erhalten den Beitrag [vgl. Gleichung (2b)]:

$$I_{Sch} = \int_0^{2\pi} I_F \cdot \cos\vartheta\, r\, d\varphi\,.$$

Zur Lösung beziehen wir uns auf Fig. 1a und drücken ϑ und a_0 als Funktionen von r, R und φ aus. Wir erhalten dann:

$$I_{Sch} = 2r \cdot \int_0^{2\pi} \frac{R + r\cos\varphi}{R^2 + r^2 + 2Rr\cos\varphi} \cdot d\varphi\,.$$

Die Integration liefert (vgl. Hütte I, S. 77):

$$I_{Sch} = 4r \cdot \left[\frac{\mathrm{I}}{R} \cdot \operatorname{arctg}\left(\frac{R-r}{R+r} \cdot \operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}\right) + \frac{\varphi}{2R}\right]_0^{\pi} = 4r \cdot \left[\frac{\mathrm{I}}{R} \cdot \left(\pm\frac{\pi}{2}\right) + \frac{\pi}{2R}\right].$$

Hier gilt das Pluszeichen, wenn $R > r$, d. h. wenn der Aufpunkt außerhalb der zylindrischen Schale liegt. Dann wird

$$I_{Sch} = \frac{4r\pi}{R}\,.$$

Wenn der Punkt P von der betrachtenden Schale umschlossen wird, d. h. wenn $R < r$, so gilt das Minuszeichen, d. h.

$$I_{Sch} = 0\,.$$

Wir bestimmen der Vollständigkeit halber noch den Wert von I_{Sch} für den Fall, daß $R = r$ ist. Der Integrand entartet dann zu $\frac{1}{2R}$, und wir erhalten

$$I_{Sch} = \frac{2r\pi}{R}.$$

Wenn wir also den Strahl in koaxiale Zylinderschalen unterteilen, so üben auf irgendein im Innern des Strahls fliegendes Elektron nur diejenigen Schalen eine Kraft aus, die das Elektron nicht umfassen, für die also $R > r$. Die übrigen Schalen mit $R < r$ üben keine Kraft auf das Elektron aus. Jedes Elektron wird nur von den Strahlpartnern beeinflußt, die kleineren Achsenabstand haben als es selbst. Sämtliche Schalen mit dem Radius kleiner oder gleich r, d. h. der volle Zylinder mit dem Radius r, liefern den Integralbeitrag

$$I_z = \int_0^r I_{Sch} \cdot dr = 2\pi \cdot \frac{r^2}{R}.$$

Setzen wir diesen Wert in Gleichung (2b) ein, so ergibt sich

$$\mathfrak{K}_R = 2 \cdot \frac{ne^2}{\overline{R}^2 \cdot R} \cdot r^2 \cdot \frac{c^2 - v^2}{v}. \tag{3}$$

Für ein Elektron im Strahlinneren erstrecken wir das Integral bis $r = R$ und erhalten

$$\mathfrak{K}_R = 2ne^2 \cdot \frac{c^2 - v^2}{v} \cdot \frac{R}{\overline{R}^2} \tag{3a}$$

Für ein Außenelektron erstrecken wir das Integral bis $r = \overline{R}$ und erhalten

$$\mathfrak{K}_R = 2ne^2 \cdot \frac{c^2 - v^2}{v} \cdot \frac{1}{\overline{R}} \tag{3b}$$

Für ein Randelektron gehen Gleichung (3a) und (3b) ineinander über.

Nachdem wir nun die radiale Kraft auf das Strahlelektron kennen, können wir seine Bewegungsgleichungen angeben. Denn wir sahen, daß die φ-Komponente der Raumladungskraft auch für den konischen Strahl Null ist. Die axiale Raumladungskraft konnten wir vernachlässigen und die axiale Kraft durch äußere Felder nahmen wir mit Null an, denn wir setzten $v = \text{konst}$ (feldfreier Raum). Es ist dann

$$m \cdot \ddot{R} = \mathfrak{K}_R \qquad m \cdot \ddot{\varphi} = 0 \qquad m \cdot \ddot{z} = 0.$$

Wir setzen

$$\ddot{R} = \frac{d}{dt}\left(\frac{dR}{dt}\right) = \frac{1}{m} \cdot \mathfrak{K}_R$$

mit der Abkürzung $\frac{dR}{dt} = R'$ erhalten wir dann

$$R' \cdot dR' = \frac{1}{m} \cdot \mathfrak{K}_R \cdot dR.$$

Durch Integration finden wir

$$\frac{1}{2}(R'^2 - R_0'^2) = \frac{1}{m} \cdot \int_{R_0}^{R} \mathfrak{K}_R \cdot dR.$$

Wir lösen nach R' auf:

$$R' = \sqrt{\frac{2}{m} \cdot \int_{R_0}^{R} \mathfrak{K}_R \cdot dR + R_0'^2}.$$

Setzen wir nun noch

$$R' = \frac{dR}{ds} \cdot \frac{ds}{dt}, \quad \text{wobei } \frac{ds}{dt} = v,$$

so erhalten wir

$$\frac{dR}{ds} = \sqrt{\frac{2}{m \cdot v^2} \cdot \int_{R_0}^{R} \mathfrak{K}_R \cdot dR + \frac{1}{v^2} \cdot R_0'^2}$$

oder, da $\frac{1}{v^2} \cdot R_0'^2 = \left(\frac{dR}{ds}\right)^2_{s=0} = R_0'^2$ und durch Integration

$$s = \int_{R_0}^{R} \frac{dR}{\sqrt{\frac{2}{mv^2} \cdot \int_{R_0}^{R} \mathfrak{K}_R \cdot dR + R_0'^2}} \tag{4}$$

Für ein Randelektron, wo also Gleichung (3b) für $\mathfrak{K}_R$ gilt, geht Gleichung (4) über in die durch von Borries und Dosse [8] angegebene Gleichung, für $R' = 0$ geht sie darüber hinaus in die von Watson [2] bzw. von Knoll und Ruska [3] für den anfänglich parallelen Strahl über. Schließlich geht sie für den Fall $\mathfrak{K}_R = 0$, d. h. für sehr kleine Ströme und sehr hohe Voltgeschwindigkeiten, über in die Form

$$s = \int_{R_0}^{R} \frac{dR}{R_0'} = \frac{1}{R_0'} \cdot (R - R_0),$$

wie es die Elektronenoptik ohne Raumladungseinflüsse verlangt.

Wir setzen nun noch in Gleichung (4) den Ausdruck für $\mathfrak{K}_R$ aus Gleichung (3a) ein und erhalten

$$s = \int_{R_0}^{R} \frac{dR}{\sqrt{\frac{4ne^2}{m} \cdot \frac{c^2 - v^2}{v^3} \cdot \int_{R_0}^{R} \frac{R}{\overline{R}^2} \cdot dR + R_0'^2}}. \tag{4a}$$

Die Gleichung (4a) gilt ebenso wie Gleichung (3a) für Innen- und für Randelektronen eines parallelen und annähernd parallelen Strahlenbüschels.

Wir haben den Ansatz oben zunächst nur auf konische Büschel erweitert. Damit haben wir aber immer noch kein Kathodenstrahlbüschel, wie es in technischen Kathodenstrahlröhren tatsächlich gegeben ist. Im allgemeinen bildet man ja ausgedehnte Kathodenbereiche auf den Leuchtschirm ab. Jeder einzelne Punkt des emittierenden Kathodenbereichs sendet nun von sich allein schon ein kegelförmiges Strahlenbüschel aus, das sich nach dem Passieren der elektronenoptischen Hauptlinse im konvergierenden Strahl wiederfindet, und alle Einzelkegel von den einzelnen Kathodenpunkten durchdringen sich im Gesamtbüschel. Solange aber die Gesamtapertur, d. h. also der Neigungswinkel der einzelnen Kegelachsen, und die Einzelapertur, d. h. die Öffnung des Einzelkegels, hinreichend klein sind, kann man Formel (3a) und mithin Formel (4a) als angenähert gültig ansehen. Die oben mitgeteilte Abschätzung (leuchtschirmseitiger Neigungswinkel gleich etwa 10^{-2}) gilt schon für diese Verhältnisse. Bei der Abbildung eines ausgedehnten Kathodenbereichs setzt sich der gesamte bildseitige Kathodenstrahl also aus einer Schar einander durchdringender Einzelkegel zusammen, die alle die gleiche Basisfläche haben (Aperturblendenöffnung in der Linsenhauptebene) und deren Spitzen in den einzelnen Elementarpunkten des Kathodenbildes liegen. Die Kontur des Gesamtbüschels ist die Einhüllungsfläche der Elementarkegel, selbst also ein Kegelstumpf, dessen obere Basisfläche das Kathodenbild ist. Bei großen Strömen und kleinen Spannungen sind nun die Einzelkegel und der Gesamtkegel raumladungsverzerrt. Aber man kann die Formel (4a) nur unsicher zur Berechnung der Verzerrung benutzen, denn sie setzt homogene Stromdichte im Strahlquerschnitt voraus. Das ist nun schon rein strahlgeometrisch nicht gegeben, und außerdem würde das eine homogene Leuchtdichte (Elektronenemission) der abzubildenden Kathode voraussetzen, und das ist bei Glühkathoden, deren Emission durch eine Wehneltblende gesteuert wird, nicht erfüllt. Man müßte auch über die Größe des Kathodenbildes spezielle Annahmen machen, und die Betrachtung würde an Allgemeingültigkeit verlieren.

Um uns von diesen Schwierigkeiten zu lösen und um darüber hinaus die Raumladungsunschärfe von den durch die Linsenfehler und die endliche Ausdehnung sowie begrenzte Ergiebigkeit der Elektronenquelle entstehenden zusätzlichen Unschärfen zu trennen, machen wir folgende Annahmen:

Die Kathode sei ein mathematischer Punkt, aus dem die Elektronen mit der Temperaturgeschwindigkeit Null austreten und einen festen Raumwinkel mit einer homogenen, vom Winkel unabhängigen Stromdichte anfüllen. Die abbildende Linse sei frei von elektronenoptischen Fehlern, so daß sie die punktförmige Kathode in einen punktförmigen Bildpunkt abzubilden imstande ist. Wir nehmen also an, daß die Entwicklung der Kathode und der Linse ideal abgeschlossen ist und daß als einzige Unschärfe die durch Raumladungswirkung nachbleibt.

Die oben erwähnten Elementarkegel rücken auf diese Weise alle in den einen Kegel zusammen, der nunmehr das gesamte Strahlenbüschel bildet. Wir können uns für die Diskussion der Büschelkontur und des kleinsten Strahlquerschnittes nunmehr, wie wir sehen werden, auf die Randelektronen des Strahles beschränken. Wir nennen zur Abkürzung

$$\frac{4 \cdot n \cdot e^2}{m} \cdot \frac{c^2 - v^2}{v^3} = C \,. \tag{5}$$

Setzen wir nun $R = \overline{R}$ (Randelektron), so geht Gleichung (4a) über in die Form

$$s = \int_{R_0}^{R} \frac{dR}{\sqrt{C \cdot \ln R/R_0 + R_0'^2}} \,. \tag{6}$$

Setzen wir nun noch $R/R_0 = \varrho$, so daß $dR = R_0 \cdot d\varrho$ und sich an Stelle der unteren Integrationsgrenze R_0 der Wert Eins ergibt, erstrecken wir weiter das Integral so weit, bis der Wert von R auf den Bruchteil $c < 1$ von R_0 gesunken ist, so wird Gleichung (6) zu

$$s = \frac{R_0}{\varrho_0'} \cdot \int_1^c \frac{d\varrho}{\sqrt{\frac{C}{\varrho_0'^2} \cdot \ln \varrho + 1}} \,. \tag{6a}$$

Für ein Elektron im Strahlinneren machen wir die folgende Überlegung: Ein Elektron mit dem Achsenabstand $k \cdot R_0 (k < 1)$ steht nurmehr unter dem Einfluß derjenigen Elektronen, die kleineren Abstand haben als $k \cdot R_0$. Wenn also n die gesamte Elektronenzahl ist, so wird das betrachtete Innenelektron beeinflußt von

$$\overline{n} = n \cdot \frac{F_1}{F} = n \cdot k^2$$

Elektronen, d. h. es ist nach Gleichung (5) der Wert $\overline{C} = k^2 \cdot C$. Außerdem startet aber unser Innenelektron in der Linsenhauptebene mit dem Achsenabstand $\overline{R_0} = k \cdot R_0$ und der Anfangs-

neigung $\bar{\varrho}_0' = k \cdot \varrho_0'$. Setzen wir diese Werte in Gleichung (6a), so erhalten wir

$$\bar{s} = s .$$

Wir sehen also, daß für Innen- und für Randelektronen die Wege s, nach denen sich der Achsenabstand R_0 auf den Bruchteil c reduziert, dieselben sind. Auch bei Raumladungswirkung kommen also keine Überschneidungen der Elektronenbahnen vor, das gesamte Büschel zielt dauernd auf einen Punkt hin, die Randelektronen bestimmen auch auf dem gesamten weiteren Wege des Strahls allein dessen Kontur.

Für $C = 0$ geht Gleichung (6a) über in

$$s = \frac{R_0}{\varrho_0'} \cdot \int_1^c d\varrho = \frac{R_0}{\varrho_0'} \cdot [c - 1]$$

und läßt, wie das die geometrische Elektronenoptik verlangt, einen scharfen Fokus ($c = 0$) in der Entfernung $s = R_0/\varrho_0$ zu. Für $C \neq 0$ und konvergente Strahlen ($\varrho < 1$, $\ln \varrho < 0$) wird der Integrand > 1, d. h. die Strahlwege für einen vorgegebenen Wert von c fallen größer aus als im geometrisch-optischen Fall. Das Integral läßt sich allerdings nur bis zu dem Wert von ϱ_G erstrecken, bei dem

$$\frac{C}{\varrho_0'^2} \cdot \ln \varrho_G + 1 = 0 \qquad (7)$$

wird. Die Gleichung (7) ist schon von Zworykin [4] für die Grenzschärfe angegeben worden. Sie gilt an der Stelle, wo der anfänglich konvergente Strahl parallel läuft, um dann wieder auseinanderzustreben, wo er also seinen raumladungsbedingten kleinsten Querschnitt, seinen „Raumladungsfokus", annimmt. Er hat den Halbmesser

$$R_G = R_0 \cdot e^{-\varrho_0'^2/C} \qquad (8)$$

und liegt in der Entfernung

$$s_G = \frac{R_0}{\varrho_0'} \cdot \int_1^{\varrho_G} \frac{d\varrho}{\sqrt{\frac{C}{\varrho_0'^2} \cdot \ln \varrho + 1}} . \qquad (9)$$

In Gleichung (8) und Gleichung (9) treten die mechanischen Röhrendaten R_0 und ϱ_0' auf, die elektrischen Daten (Strom und Spannung) stecken im Werte von C [vgl. Formel (5)]. Wir formen nun zunächst die Gleichung (5) so um, daß U_A in Kilovolt und I_A in Milliampere in ihr auftreten. Wir setzen als erstes langsame Elektronen voraus, bei denen wir also nicht zwischen der Ruhmasse m_0 und der bewegten Masse $m = m_0 (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ unterscheiden brauchen. Wir nehmen mithin auch an, daß $v^2 \ll c^2$. Dann reduziert sich Gleichung (5) zu

$$C_{K1} = \frac{4 n e^2}{m_0} \cdot \frac{c^2}{v^3} .$$

Unter diesen Vereinfachungen können wir auch für die Geschwindigkeit den klassischen Ansatz machen

$$v = c \cdot \sqrt{2 \frac{e \cdot U_A}{m_0 \cdot c^2}} .$$

Setzen wir das in die Gleichung für C_{K1} ein, so ergibt sich

$$C_{K1} = \frac{4 n e^2}{m_0 c} \cdot \left(\frac{2 e \cdot U_A}{m_0 \cdot c^2}\right)^{-3/2} .$$

Für rasche Elektronen müssen wir die bewegte Masse

$$m = m_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

setzen. Wir erhalten dann

$$C_{Rel} = \frac{4 n e^2}{m_0 c} \cdot \frac{(c^2 - v^2)^{3/2}}{v^3}$$

Zur Ermittlung von v müssen wir die Differenz von Ruhenergie $m_0 c^2$ und Energie des bewegten Elektrons $m c^2$ gleich der elektrischen Beschleunigungsenergie setzen:

$$m c^2 - m_0 c^2 = e \cdot U_A$$

und erhalten damit

$$v = c \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{\left(\frac{e \cdot U_A}{m_0 \cdot c^2} + 1\right)^2}} .$$

Insgesamt erhalten wir dann

$$C_{Rel} = C_{K1} \cdot \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{e \cdot U_A}{m_0 \cdot c^2}\right]^{-3/2} .$$

Zur quantitativen Ermittlung setzen wir die Werte für e, m_0, c und n ein und erhalten

$$\frac{4 n e^2}{m_0 c} = 0{,}238 \cdot 10^{-6} \cdot i_{mA}$$

$$\frac{e \cdot U_A}{m_0 \cdot c^2} = 1{,}97 \cdot 10^{-3} \cdot U_{kV} .$$

Dann wird

$$C_{K1} = 0{,}95 \cdot 10^{-3} \cdot i_{mA} \cdot U_{AkV}^{-3/2} \qquad (5a)$$

Das relativistische Korrekturglied ist

$$k = \left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{e \cdot U_A}{m_0 \cdot c^2}\right)\right]^{-3/2} \approx [1 + 10^{-3} \cdot U_{AkV}]^{-3/2} ,$$

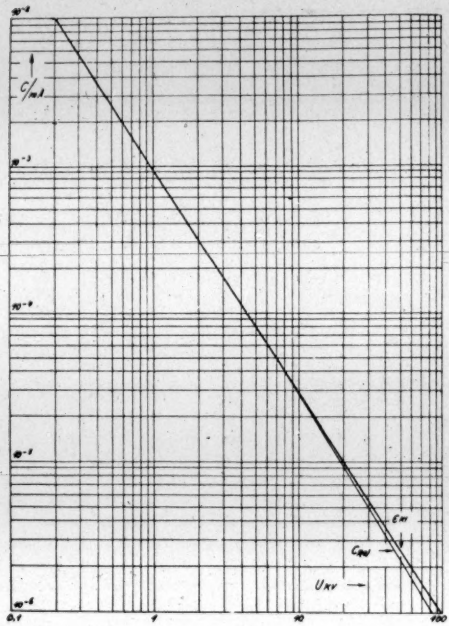

Fig. 2.

d. h. wir erhalten

$$C_{Rel} = C_{Kl} \cdot [1 + 10^{-3} \cdot U_{A\,kV}]^{-3/2}. \quad (5b)$$

Das Korrekturglied beträgt angenähert

$$k = (1 - 1{,}5 \cdot 10^{-3} \cdot U_{A\,kV}).$$

Wir machen also bis zu 10 kV einen Fehler von 1,5 Proz., wenn wir klassisch rechnen, und bei 80 kV, der höchsten bislang benutzten Spannung für Fernsehröhren, würde er 12 Proz. ausmachen.

Es sei noch bemerkt, daß die Vernachlässigung von v^2 gegenüber c^2 physikalisch bedeutet, daß wir die magnetische Feldstärke des Strahls neben seiner elektrischen als klein ansehen [vgl. die Formel (2)], und wir sehen, daß selbst bei 100 kV die magnetische Kraft erst 15 Proz. der elektrischen ausmacht. Im übrigen ist C_{Kl} größer als C_{Rel}. Wenn man also die Betriebsgrenzen sucht, bei deren Überschreitung die Raumladungsunschärfe beachtlich wird, so kommt man bei klassischer Rechnung zu etwas zu scharfen Bedingungen.

In der Fig. 2 ist der Zusammenhang der Gleichung (5b) zwischen U_A (Abszisse) und C pro Milliampere (Ordinate) dargestellt. Aus ihr kann man also bei Kenntnis der Spannung den jeweiligen Wert von C/mA ablesen, und man sieht, wie erst oberhalb 10 kV der Unterschied von C_{Kl} und C_{Rel} größer wird als die Zeichengenauigkeit. Die Werte der Fig. 2 sind noch mit dem fließenden Strom zu multiplizieren, um C zu erhalten. Kennt man außerdem die Neigung ϱ_0' des konvergierenden Strahles, so ergibt sich der die Raumladungsunschärfe beherrschende Wert von $C/\varrho_0'^2$. Der Zusammenhang zwischen ϱ (Radienverhältnis) und $C/\varrho_0'^2$, wie er in Formel (8) angegeben ist, ist in Fig. 3 dargestellt.

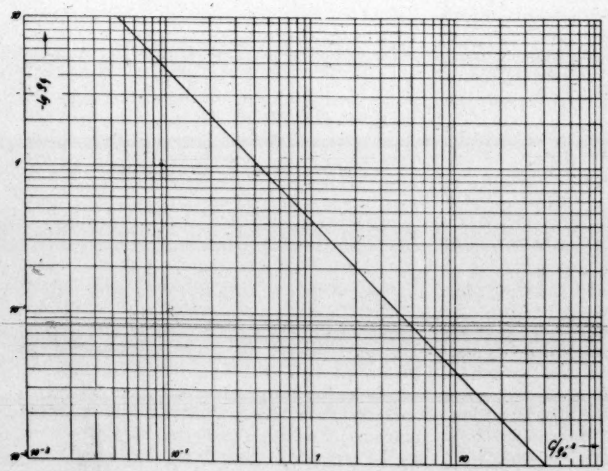

Fig. 3.

Zur besseren Übersicht tragen wir den Wert von C_{Kl} noch in

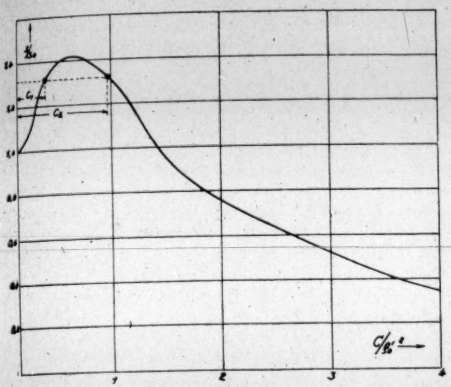

Fig. 4

die Gleichungen (8) und (9) ein und setzen an Stelle von R_0/ϱ_0' den Wert s_0.

$$R_\varrho = R_0 \cdot e^{-1{,}06 \cdot 10^{-3} \cdot \varrho_0'^2 \cdot i_{mA}^{-1} \cdot U_{kV}^{3/2}} \tag{8a}$$

$$\frac{s_\varrho}{s_0} = \int_1^{\varrho_a} \frac{d\varrho}{\sqrt{0{,}95 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{i_{mA}}{\varrho_0'^2 \cdot U_{kV}^{3/2}} \cdot \ln\varrho + 1}} \cdot \tag{9a}$$

Die genauen Formeln durch Einsetzen von C_{Rel} ergeben sich entsprechend. Das relativistische Analogon der Formel (8a) entspricht übrigens nach einer geringfügigen Umformung einem von Knoll [13] angegebenen Wert für den kleinsten Strahlhalbmesser. Das Verhältnis zwischen dem effektiven und elektronenoptischen Brennebenenabstand [Gleichung (9) und (9a)] ist in Fig. 4 (näherungsweise berechnet) als Funktion von $C/\varrho_0'^2$ dargestellt.

Wir fassen die Raumladungseinflüsse auf die Fleckschärfe nochmals zusammen. Wenn man im Betrieb einer Röhre von kleinen Werten von C (raumladungsfreie Elektronenoptik, scharfer Fokus) zu größeren Werten von C übergeht, so passiert dabei zweierlei. Einmal begrenzt sich die Fleckschärfe bei immer größeren Werten von R_0, und darüber hinaus rückt der Ort des kleinsten Strahlquerschnittes aus der ursprünglichen elektronenoptischen Brennebene hinaus, die effektive Brennebene wandert. Dabei geht zunächst bei kleinen Werten von C, wie Fig. 4 erkennen läßt, die effektive Brennebene in größere Entfernung, denn $s/s_0 > 1$. Bei größeren Werten von C, d. h. großen Strömen bzw. kleinen Spannungen, wird dann aber $s/s_0 < 1$, denn die Raumladungskräfte werden schon an Stellen großen Strahldurchmessers beachtlich, schon früh hebt sich das Elektron aus seiner ursprünglichen konischen Bahn ab, schon bei großen Grenzhalbmessern wird der Raumladungsfokus erreicht, und zwar in einem Brennebenenabstand, der kleiner ist als der eigentlich elektronenoptische.

Technischer Teil

Mit den Formeln (8a) und (9a) bzw. den Figuren 2, 3 und 4 haben wir die Handhabe gewonnen, um bei technischen Fernsehröhren den Einfluß der Raumladung im bildseitig konvergenten Kathodenstrahl abzuschätzen. Zu einer quantitativen Behandlung läßt sich das Problem an sich sehr verschieden formulieren, und am allgemeinsten erscheint die folgende Fassung.

Es sei irgendeine Fernsehröhre gegeben und es bestehe die Aufgabe, auf ihrem Leuchtschirm bzw. mit ihr und einer Optik auf einem Projektionsschirm ein Fernsehbild von vorgeschriebenem Format und vorgeschriebener Helligkeit herzustellen. Aus den optischen Daten kann man dann die nötige Helligkeit des Fluoreszenzfleckes errechnen. Aus ihr kann man bei Kenntnis des elektrisch-optischen Wirkungsgrades des Leuchtschirmmaterials die nötige Strahlleistung berechnen. Dieser Wirkungsgrad ist nun durchaus keine Materialkonstante, die durch das verwendete Material allein gegeben ist. Zunächst gehen die Herstellungsmethoden für den Leuchtschirm entscheidend ein, so daß man besser vom Wirkungsgrad des Leuchtschirms selbst spricht. Außerdem aber, und das ist in diesem Zusammenhang das wichtigste, sinkt der Wirkungsgrad mit wachsender Leistungsdichte im Schirm, d. h. er wird um so kleiner, je größer die Strahlleistung und je kleiner Gesamtformat und Fleckdurchmesser werden. Wenn man aber – und das setzten wir voraus – das Format des Bildes festhält, so kann man den Wirkungsgrad als eindeutige Funktion der Leistung oder der Helligkeit experimentell bestimmen. Aus dieser Kurve ergibt sich dann zur oben ermittelten Helligkeit des Leuchtfleckes die nötige Leistung im Strahl. Wesentlich ist es nun, daß der Nutzeffekt von der Strahlleistung direkt abhängt und daß es einerlei ist, wie sich die Leistung aus Strom und Spannung des Kathodenstrahls zusammensetzt. Das ist an sich nicht selbstverständlich. Man könnte vielmehr auch einen höheren Nutzeffekt bei höheren Voltgeschwindigkeiten erwarten, weil dann die Eindringtiefe der Elektronen größer ist und infolgedessen mehr Leuchtzentren im Kristall zur Lichtanregung verfügbar sind. Aber offenbar sind auch schon bei kleinen Eindringtiefen im Kristall hinreichend viele Zentren

direkt vorhanden oder doch durch sekundäre Prozesse in Kristallgitter für die anregenden Elektronen indirekt erreichbar. Jedenfalls tritt eine Sättigung und damit ein fallender Nutzeffekt auch bei kleinen Voltgeschwindigkeiten von nur wenigen Kilovolt nicht auf.

Man hat es hiernach also zunächst noch in der Hand, die errechnete Leistung beliebig auf Strom und Spannung zu verteilen. Aber es sprechen natürlich schalttechnische Gesichtspunkte dafür, die Voltgeschwindigkeit so klein wie möglich zu wählen (kleiner Aufwand zur Erzeugung der Spannung, zum Modulieren, zum Ablenken und zum Fokussieren des Strahls). Eine technologische Grenze findet dieses Bestreben natürlich in der beschränkten Ergiebigkeit der Glühkathode, die bei kleiner Spannung ja den entsprechend höheren Strom aufzubringen hat. Aber darüber hinaus setzt hier die elektronische Frage ein, wie hoch man den Strom und wie klein man die Spannung wählen darf, ohne daß die gegenseitige Abstoßung der Elektronen im Strahl die für das vorgegebene Format und für die verlangte Zeilenzahl (441) nötige Schärfe des Leuchtflecks unterbindet.

Wir halten also in unserer Abschätzung die Leistung konstant, variieren die Spannung und bestimmen zu jeder Spannung diejenige Zeilenzahl, die der Raumladungseinfluß allein als Grenzschärfe zuläßt. An sich bewegen wir uns dann bei Anwendung der Gleichungen (8a) und (9a) natürlich im Rahmen unserer Abstraktion (punktförmige Kathode und ideale Linse), so daß sich zu der hier errechneten Unschärfe noch die beiden immer nebenherlaufenden Fehler addieren. Aber dennoch ist unsere Abschätzung insofern von praktischem Wert, als diejenige Spannung, bei der die Raumladungsunschärfe allein schon den verfügbaren Fleckdurchmesser ausfüllt, sicher nicht unterschritten werden darf. Andererseits kann man sagen, daß oberhalb derjenigen Spannung, die rein elektronisch das Hundertfache der verlangten Zeilenzahl zuläßt (d. h. $441 \cdot 10^2$), der Einfluß der Raumladung auf die Gesamtschärfe kleiner ist als 1 Proz. Oberhalb dieser zweiten Spannung ist man also praktisch frei von dem hier diskutierten Effekt. Zwischen diesen beiden kritischen Spannungen liegt ein Übergangsintervall, dessen Breite sich aber (siehe weiter unten) als verhältnismäßig schmal herausstellt.

Wir stellen nun zunächst den Zusammenhang zwischen Gleichung (8a) und der Zeilenzahl her. Bei der Bildhöhe H und dem Grenzhalbmesser R_G ist die Grenzzeilenzahl

$$Z_G = \frac{H}{2\,R_G} = \frac{H}{2\,R_0} \cdot e^{\varrho_0'^2/C}$$

oder, indem man den Wert für C_{Kl} einsetzt,

$$Z_G = \frac{H}{2\,R_0} \cdot e^{1{,}06 \cdot 10^3 \cdot \varrho_0'^2 \cdot U_{\mathrm{kV}}^{3/2} \cdot i_{\mathrm{mA}}^{-1}} \qquad (10)$$

bzw. durch Einsetzen von C_{Rel} den exakten Wert für Z_G mit relativistischer Korrektur.

Da wir die Strahlleistung im Verlauf der Abschätzung festhalten wollen, so setzen wir $i_{\mathrm{mA}} = N_{\mathrm{Watt}}/U_{\mathrm{kV}}$ und erhalten

$$Z_G = \frac{H}{2\,R_0} \cdot e^{1{,}06 \cdot 10^3 \cdot \frac{\varrho_0'^2 \cdot U_{\mathrm{kV}}^{5/2}}{N_{\mathrm{Watt}}}} . \qquad (10a)$$

Entsprechend ergibt sich der Wert mit relativistischer Korrektur.

Gegen die Formeln (10) kann man den folgenden Einwand erheben. Sie enthalten die Verlagerung der Brennebene nicht, die in Gleichung (9) angegeben ist. Infolgedessen sind die Zeilenzahlen nach Gleichung (10) fiktive Werte, die man nur erhalten würde, wenn man den Leuchtschirm, der ursprünglich in der Entfernung s_0 von der Hauptlinse liegt, in die Entfernung s_G rücken könnte [vgl. Gleichung (9a)]. Tut man das nicht, so kommt zu der Raumladungsunschärfe noch ein geometrisch-optischer Streukreis hinzu. Oder, wenn man die Sache positiv auswertet, sieht die Lage so aus: In der Praxis wird man die Brechkraft der Linse so weit erhöhen, daß sie rein elektronenoptisch den Fokus vor dem Leuchtschirm (zwischen Linse und Schirm) entstehen läßt. Diese Vorverlegung der ursprünglichen Brennebene wird man so wählen, daß sie die Rückverlegung durch Raumladung gerade ausgleicht. Dann verlassen die Randelektronen die Linse aber nicht mehr mit der Neigung ϱ_0', sondern mit einer steileren $\varrho_{0\,\mathrm{Korr}}'$, so daß

$$s_{\mathrm{Korr}} = \frac{R_0}{\varrho_{0\,\mathrm{Korr}}'} \cdot \int_1^{\varrho_G} \frac{d\varrho}{\sqrt{C/\varrho_0'^2 \cdot \ln \varrho + 1}} = s_0$$

wird. Nun geht aus Fig. 4 hervor, daß s/s_0 im Höchstfalle 1,4 wird, also kann $\varrho_0'/\varrho_{0\,\mathrm{Korr}}'$ im Höchstfalle $1/1{,}4$ werden. Denn es ist $s_0 = R_0/\varrho_0'$, $s_{0\,\mathrm{Korr}} = R_0/\varrho_{0\,\mathrm{Korr}}'$. Wenn wir für eine feste Zeilenzahl Z_G nach Formel (10) die Grenzspannung U mit ϱ_0' bzw. U_{Korr} mit $\varrho_{0\,\mathrm{Korr}}'$ errechnen, so muß

$$\varrho_0'^2 \cdot U^{5/2} = \varrho_{0\,\mathrm{Korr}}'^2 \cdot U_{\mathrm{Korr}}^{5/2} .$$

Also ist der höchste Unterschied beider Grenzspannungen

$$\left(\frac{U_{\mathrm{Korr}}}{U}\right)^{5/2} = \left(\frac{\varrho_0'}{\varrho_{0\,\mathrm{Korr}}'}\right)^2$$

und man erhält

$$U_{\mathrm{Korr}} = 0{,}8 \cdot U .$$

Man kann also die nach Gleichung (10) errechnete Grenzspannung durch Nachfokussieren äußerstenfalls noch um etwa 20 Proz. senken.

Im Falle modulierter Kathodenstrahlen, wie sie in Fernsehröhren im allgemeinen vorkommen, ist dieser Kunstgriff des Nachfokussierens zunächst nicht gangbar, da man immer nur für einen Modulationszustand (für einen Wert von C) die Elektronenlinse auf größte Schärfe einregeln kann. Die praktische Auswirkung des „Flatterns" unserer Brennebene im Rhythmus der Bildmodulation besprechen wir besser weiter unten.

Auf eines sei aber hier noch hingewiesen. Wenn man in einer Röhre den Strom (und damit C) bei fester Divergenz des Strahls hochregelt, so wandert nach Fig. 4 die Ebene des Raumladungsfokus aus der elektronenoptischen Lage heraus, und zwar zunächst in größere Entfernungen, um dann nach dem Durchlaufen einer Extremlage bei noch weiterer Steigerung des Stromes wieder zurückzukehren. Wenn man also beim Strom I_1 (entsprechend C_1) die Linse nachregelt und scharf stellt, so muß, wenn man den Strom weiter steigert, das Rohr zunächst unscharf werden, um dann bei einem Strom I_2 (entsprechend C_2) einen zwar an sich größeren, aber scharfen Fleck wieder zu ergeben (vgl. hierzu Fig. 4). Tatsächlich kann man bei Niederspannungsröhren mit durch Blenden konstant gehaltener Divergenz solche Zustände beobachten, besonders wenn man bei großem Strom (überheizte Kathode) und extrem kleiner Spannung arbeitet.

Praktische Fälle

1. Mittlere Projektionsröhre

Bei der Besprechung einzelner Röhrentypen beginnen wir mit einer Projektionsröhre, wie sie sich seit etwa 1937 zur Erzeugung mittelgroßer Projektionsbilder (Format etwa 2×3 m) in mehr oder weniger ähnlicher Form bei nahezu allen an der Fernsehentwicklung beteiligten Stellen herausbildete und von denen zwei Varianten in den Arbeiten von Diels [9] und von Schwartz [12] beschrieben sind. Die Röhren hatten eine Gesamtlänge von etwa 40–50 cm, einen Schirmdurchmesser von etwa 13–20 cm, und die Bildhöhe lag bei etwa 80 mm. Aus den Angaben von Schwartz ergibt sich der Strahlhalbmesser in der Linsenhauptebene mit 6–8 mm und ein bildseitiger Wert für ϱ_0' von etwa 10^{-2}. Die Betriebsspannung dieser Röhren lag im Gebiet von etwa 30–40 kV.

Wir berechnen nun zunächst die erforderliche Strahlleistung. Es wurden mit den Röhren Projektionsbilder angestrebt, die bei einer Fläche von etwa 6 qm eine Helligkeit haben sollten, die doch zumindest die untere Grenze der in Kinos üblichen Bildhelligkeiten erreichen sollte, d. h. sie mußte zumindest 20 Apostilb betragen (1 Apostilb ist die scheinbare Helligkeit, unter der eine weiße, diffus streuende Fläche mit der Albedo 1 erscheint, wenn man sie mit der einfallenden Beleuchtung von 1 Lux anstrahlt). Nun sind im Fernsehen Schirme üblich, die eine starke selektive Reflexionsspitze um die Schirmnormale herum aufweisen, so daß in den mit Beschauern erfüllten Raumwinkel ein auf Kosten der übrigen Winkelbereiche erhöhter Lichtstrom zurückstrahlt. Im Bereich dieser erhöhten Reflexion läßt sich ein scheinbares Reflexionsvermögen bis zu 1000 Proz. erreichen, d. h. die einfallende Beleuchtung braucht nur noch 2 an Stelle von 20 Lux betragen. Bei einer Fläche von 6 qm macht das einen Lichtstrom Φ von 12 Lumen. Das projizierende Objektiv möge eine Öffnung von 1 : 1,5 haben. Dann ist der zum Lichtdurchtritt verfügbare Raumwinkel

$$\Omega = \frac{\pi}{4} \cdot \left(\frac{D}{F}\right)^2 = \frac{\pi}{9},$$

also muß der Fluoreszenzfleck die Helligkeit haben:

$$H = \frac{\Phi}{\Omega} = \frac{12}{\pi/9} = \text{ca. } 40 \text{ HK}.$$

Der Nutzeffekt normaler Leuchtschirme liegt bei diesen Belastungen und Abmessungen bei etwa 1 HK/W, so daß man auf etwa 40 Watt erforderliche Strahlleistung kommt. Günstigere und ungünstigere Fälle erfaßt man dann am besten, indem wir die Grenzzeilenzahl für die Parameter 10, 20, 40, 80 Watt errechnen (Fig. 5). Wir sehen, daß wir für den Fall 40 Watt eine Zeilenzahl von 441 bei 17 kV erreichen, während die Zeilenzahl von $441 \cdot 10^2$ bei 24 kV möglich wird. Es ist also unmöglich, das Rohr unterhalb 17 kV mit 40 Watt zu betreiben, aber selbst im Falle einer nicht punktförmigen Kathode und einer nicht idealen Linse ist die Raumladungsunschärfe kleiner als 1 Proz. der verfügbaren Zeilenbreite, wenn man das Rohr mit Spannungen über 24 kV betreibt. Da diese Röhren aber schon im Hinblick auf die begrenzte Kathodenergiebigkeit mit 30–40 kV betrieben wurden, so kann man sagen, daß die Raumladungsunschärfe bislang nur eine unwesentliche Rolle im Gesamtproblem gespielt hat.

Für andere Zeilenzahlen und andere Strahlleistungen kann man die beiden kritischen Spannungen für Z und $10^2 Z$ entsprechend aus der Fig. 5 ablesen.

Wir prüfen nun den zweiten Effekt, die Brennebenenverlagerung. Wie schon oben ge-

sagt, kann man ihr durch eine Überfokussierung Rechnung tragen, solange es sich um nichtmodulierte Strahlen handelt. Interessanter werden die Verhältnisse bei modulierten Strahlen, wenn also die Brennebene im Rhythmus der Modulation flattert. In so einem Falle ist es natürlich am besten, wenn man so zu fokussieren sucht, daß die Brennebene bei hohem Strom und dementsprechend großer Strahlunschärfe mit dem Leuchtschirm zusammenfällt. Dann wird aber, wenn man auf $I_A = 0$ herunter moduliert, der Fokus vor dem Leuchtschirm liegen. Er hat zwar den Durchmesser Null (entsprechend unserer Abstraktion), aber auf dem Leuchtschirm erscheint ein Zerstreuungskreis vom Durchmesser $\Phi = 2\,\varrho_0' \Delta s$, wenn Δs die Brennebenenverlagerung angibt. Wir begnügen uns also mit einem von Null verschiedenen Durchmesser für $I_A = 0$, halten dafür aber für $I_A = I_{A\max}$ den Durchmesser auf dem durch die Gleichung (10) angegebenen Wert. Der Streukreis für $I_A = 0$ darf dabei natürlich nun selbst nicht größer werden als die Zeilenbreite, d. h. in unserem Falle als $H/Z = 80/441 = 0{,}18$ mm. Da wir $\varrho_0' = 10^{-2}$ annahmen, so wird $\Delta s = \dfrac{\Phi}{2\,\varrho_0'} = \dfrac{0{,}18}{2 \cdot 10^{-2}} = 9$ mm die zulässige Defokussierung. Daneben ist die Fokuslänge selbst $s = R_0/\varrho_0' = 3/10^{-2} = 300$ mm. Also darf $s/s_0 = 1{,}03$ werden. In Fig. 6 sind die tatsächlich errechneten Werte von s/s_0 aufgetragen. Parameter ist die Betriebsspannung, Abszisse die ausgesteuerte Leistung und Ordinate ist s/s_0. Man sieht, daß in das Intervall von 1,00 bis 1,03 erst bei 60 kV eine aussteuerbare Leistung von 16 Watt hineinpaßt, und selbst bei 80 kV beträgt die aussteuerbare Leistung erst 30 Watt. Der angenommene Richtwert von 40 Watt (entsprechend 20 Apostilb) wird also auch bei 80 kV nicht erreicht, und für höhere Zeilenzahlen ($\Delta s/s < 3$ Proz.) würden die Verhältnisse noch schlechter liegen. Hiernach erscheint also der Effekt der Brennebenenverlagerung wesentlich wichtiger als die einfache Brennfleckvergrößerung allein.

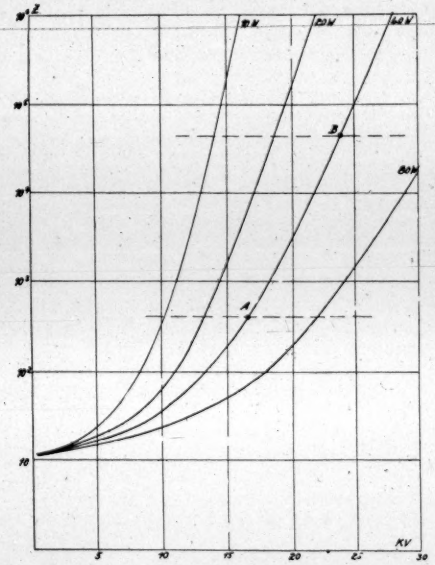

Fig. 5.

Die bisherige Diskussion setzte eine im Modulationsintervall konstante Strahldivergenz voraus. Das ist auch im allgemeinen in der Fernsehtechnik angestrebt worden, denn es wurde als Nachteil empfunden, daß beim Modulieren des Strahlstroms von Hell nach Dunkel neben der Helligkeit auch der Durchmesser des Leuchtflecks seine Größe ändert, und zwar wird er von kleinem Durchmesser mit wachsender Helligkeit größer. Dadurch ist die Streifigkeit im Fernsehbild auffälliger, als es der zeilenmäßigen Rasterung an sich entspricht. Die Ursache für diese Variation des Durchmessers liegt zum Teil darin, daß der emittierende Kathodenbereich, d. h. im wesentlichen das im Leuchtfleck abgebildete elektronenoptische Objekt, bei der Modu-

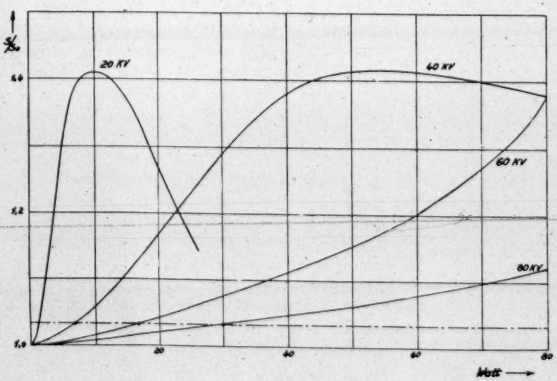

Fig. 6.

lation seine Größe ändert. Das hat eine variable Strahldivergenz auf der Kathodenseite und entsprechende Konvergenz auf der Leuchtschirmseite zur Folge. Das wiederum führt zu einer variablen Beaufschlagung der Linse, so daß ihre Fehler (vor allem der Öffnungsfehler) verschieden stark in Erscheinung treten, was wiederum eine Variation der Leuchtfleckgröße nach sich zieht. Infolgedessen ist der Strahl, der, mit konstanter Divergenz von einer konstanten Emissionsfläche kommend, eine Linse mit konstanter Beaufschlagung ausfüllt, in verschiedenen Spezialanordnungen angestrebt worden. Nun benutzt man andererseits bislang als Strahlerzeugungssystem eine Glühkathode, deren Emission durch eine Lochblende (Wehnelt-Elektrode) gesteuert wird. Für solche Systeme ist es aber geradezu typisch, daß bei ihnen die Strahldivergenz mit wachsendem Strom selber wächst. Die Verhältnisse sind in zwei älteren Arbeiten [10, 11] näher beschrieben. Der ersteren ist so eine Divergenzkennlinie entnommen, es sind in die gleiche Fig. 7a die Werte für ϱ_0' und C über der Leistung eingetragen. Die Abbildung ergibt sich durch einfache Umrechnung aus Fig. 7 der erwähnten Arbeit. In Fig. 7b sind die aus diesen beiden Kurven errechneten Werte für $C/\varrho_0'^2$ aufgetragen. Entgegen dem linearen Anstieg bei unveränderlichem ϱ_0' stellt man einen auffallend konstanten Wert von $C/\varrho_0'^2$ fest. Dementsprechend ist auch das Verhältnis s/s_0 (Fig. 7c) im Intervall von 0 bis 120 Watt nahezu konstant. Dabei ist die Kurve der älteren Arbeit, auf die wir uns beziehen, bei 40 kV aufgenommen worden. Wenn man also die Grundlagen unserer rechnerischen Abschätzung auch in dieser Hinsicht den praktischen Verhältnissen anpaßt, so wird auch der Effekt der Brennebenenverlagerung nahezu unwesentlich.

Wir stellen abschließend fest, daß der direkte Effekt der Grenzschärfe bei normalen Betriebsverhältnissen vernachlässigt werden kann und erst bei einer größeren Senkung der Anodenspannung beachtlich werden

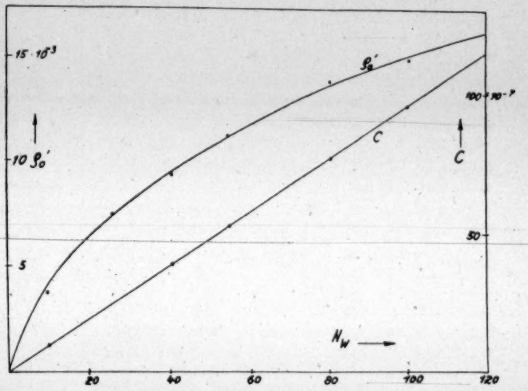

Fig. 7a.

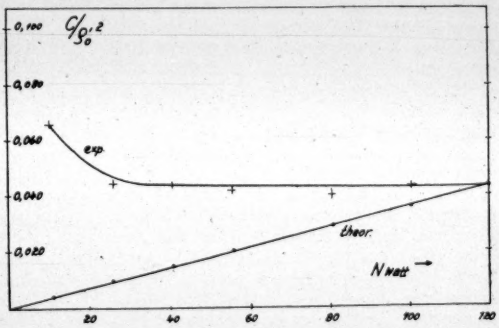

Fig. 7b.

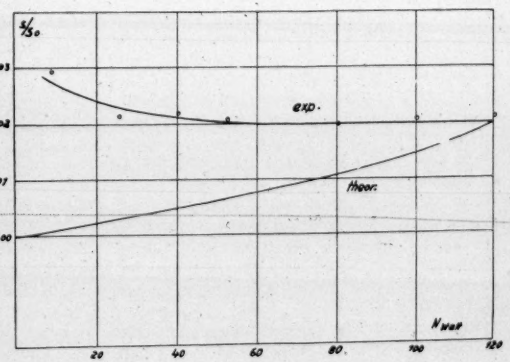

Fig. 7c.

würde. Der sekundäre Effekt, das Flattern der Brennebene, würde nur im Falle konstanter Strahldivergenz wesentlich sein. Bei im Raumladungsgebiet mit Lochblende gesteuerten Glühkathoden sind Strahlstrom und Strahldivergenz so miteinander gekoppelt, daß die Brennebene zwar nicht mit der elektronenoptischen zusammenfällt, aber doch eine im Aussteuerintervall konstante Lage einnimmt.

2. Bildschreibrohr des Einheits-Fernsehempfängers

Als nächsten Röhrentyp untersuchen wir die Fernsehröhre, die im Rahmen des Einheits-Fernsehempfängers von 1939 entwickelt worden und von Knoblauch und Schwartz [14] beschrieben worden ist. In der erwähnten Arbeit finden sich die erforderlichen Angaben, deren wesentliche Elemente hier nochmals zusammengestellt sind. Normale Betriebsspannung 6 kV, Spitzenstrom 150 Mikroampere, Aperturwinkel 6°, elektronenoptische Vergrößerung 7fach. Daraus ergibt sich ein Konvergenzwinkel von $\varrho_0' = 0{,}75 \cdot 10^{-2}$ im bildseitigen Strahl. Außerdem errechnet sich ein Strahlhalbmesser R_0 in der Hauptebene der Elektronenlinse von 2,2 mm. Das Bildformat beträgt $19{,}5 \cdot 22{,}5 = 440$ qcm.

Im Gegensatz zum ersten Beispiel ist dieses Rohr nicht für Projektionszwecke, sondern für die direkte Betrachtung des Leuchtschirmbildes bestimmt. Bei einem Heimfernsehempfänger kann man nicht voraussetzen, daß das Bild immer in verdunkelten Räumen betrachtet wird. Bei Betrachtung in mäßiger Raumbeleuchtung kommt man aber mit Kinobildhelligkeit (20 bis 100 Apostilb) nicht mehr aus. Wir setzen die erforderliche Helligkeit mit 600 Apostilb an. Wäre der Leuchtschirm eine diffus streuende Fläche mit der Albedo 1, so müßte man also 600 Lux einfallende Beleuchtung, d. h. bei 440 qcm Fläche den Lichtstrom von 26,4 Lumen einstrahlen. Da der Leuchtschirm nun Selbstleuchter ist, so muß er diesen Lichtstrom von sich aufbringen, um ihn in die beschauerseitige Halbkugel hineinzustrahlen. Die Helligkeit des Leuchtfleckes muß demnach 26,4 Lumen/2π = 4 HK sein. Der Nutzeffekt liegt bei der größeren leuchtenden Fläche und der kleineren Helligkeit viel besser als im ersten Beispiel und kann mit 4–5 HK/Watt angesetzt werden. So ergibt sich eine Strahlleistung von etwa 1 Watt. In Fig. 8 ist die mögliche Zeilenzahl über der Anodenspannung mit den Parametern 0,5, 1, 2 Watt aufgetragen. In der Kurve für 1 Watt ist der Punkt A besonders markiert, in dem der Raumladungseffekt allein die Grenzzeilenzahl 441 bewirken würde. Er liegt bei 3,5 kV und unterhalb dieser Spannung ist

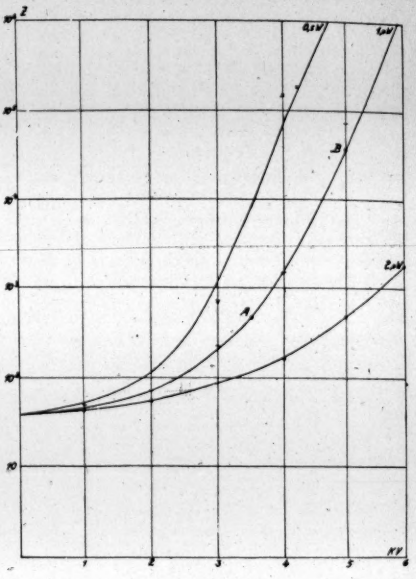

Fig. 8.

ein Betrieb mit den angenommenen Daten unmöglich. Der Punkt B, oberhalb dessen der Effekt unter die Grenze von 1 Proz. sinkt, liegt bei 5 kV. Das ist schon recht nahe an der normalen Spannung von 6 kV, mit der das Rohr betrieben wird. In diesem Falle ist also die Reserve in bezug auf die Raumladungsunschärfe schon recht klein. Man sieht überdies, daß man mit 2 Watt und 6 kV schon beachtlich in das kritische Intervall kommen würde (Grenzzeilenzahl 4410 entsprechend 10 Proz. Anteil der Raumladungsunschärfe an der verfügbaren Zeilenbreite).

Wir wenden uns nun dem Flattern der Brennebene zu. Wie in Beispiel 1 kann man auch hier mit Nachfokussieren weiterkommen, und wie oben können wir die Brennebenenverlagerung Δs berechnen mit

$$\Delta s = \frac{\Phi}{2\,\varrho_0'} = \frac{H}{2 \cdot Z \cdot \varrho_0'} = 30\text{ mm}.$$

Die gesamte Strahllänge errechnet sich zu 30 cm, so daß man 10 Proz. Überfokussierung, d. h. $s/s_0 = 1{,}10$, zulassen kann. Die tatsächlich errechneten Verschiebungen sind in Fig. 9 wiedergegeben. Auch in diesem Falle sieht man, ebenso wie in Beispiel 1, daß im Falle konstanter Strahldivergenz die Brennebenenverlagerung

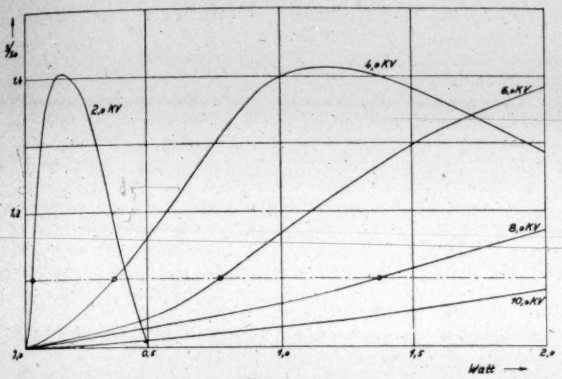

Fig. 9.

wesentlich werden würde, und der Richtwert von 1 Watt läßt sich selbst bei 6 kV nicht aussteuern. Er wird erst bei etwa 7 kV erreicht, und bei 8 kV ist die aussteuerbare Leistung auf 1,40 Watt angewachsen.

Nun wird aber die Röhre des Einheitsfernsehers auch mit einer lochblendengesteuerten, raumladungsbegrenzten Glühkathode betrieben, so daß auch hier der gleiche Mechanismus wie in Beispiel 1 vorliegt. Die Strahlöffnung wird mit kleinerem Strom selbst kleiner, und der angenommene Aperturwinkel entspricht auch in diesem Beispiel dem bei maximaler Aussteuerung. Infolgedessen zieht auch hier der kleine Strom die kleine Strahlapertur nach sich. Es liegen allerdings keine quantitativen Messungen über ϱ_0' als Funktion von I_A vor, aber qualitativ sind die praktischen Verhältnisse denen vom Beispiel 1 analog und führen zu einer Fixierung der Brennebene.

3. Standempfängerröhre

Als drittes Beispiel einer Fernsehröhre behandeln wir eine Röhre, die zwar nicht wie die des Beispiels 2 eine Gemeinschaftsleistung der einzelnen Entwicklungsstellen war, die sich im Gegenteil bei den einzelnen Stellen getrennt herausgebildet hat, die aber dennoch an allen Stellen in einer mehr oder weniger ähnlichen Form vorlag, wie sie sich durch einen in der Zeit von 1936 bis 1938 allgemein üblichen Standempfänger bis zu einem gewissen Grade zwangsläufig ergab. Es handelte sich dabei um mittelgroße Schrankempfänger, in dem die Röhren stehend angeordnet waren und bei denen das Bild durch einen 45°-Spiegel betrachtet wurde. Die Röhren waren in beiden Richtungen magnetisch abgelenkt und auch die Fokussierung geschah magnetisch. Es handelt sich um relativ große Röhren mit Bilddurchmessern von 35—50 cm und einer Gesamtlänge von 80—100 cm [12]. Die Bildhöhen betrugen 25 bis 30 cm und die Flächenhelle mußte ebenso wie im Falle 2 den Anforderungen eines halbverdunkelten Zimmers entsprechen, d. h. sie mußte etwa 600 Apostilb betragen, das macht bei einer Fläche von etwa 800 qcm einen Lichtstrom von rund 50 Lumen oder eine Leuchtfleckhelligkeit von etwa 8 HK. Da auch in diesem Falle (gleiche Flächenbelastung) ein Nutzeffekt von 4—5 HK pro Watt angenommen werden kann, so kommt man auf 2 Watt Strahlleistung, und es ist in der abschätzenden Rechnung die Leistung 1, 2, 4 bzw.

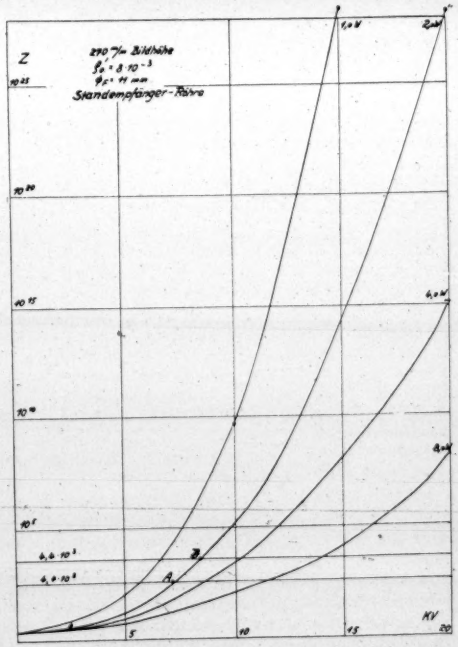

Fig. 10.

8 Watt angenommen worden. Der Konvergenzwinkel des bildseitigen Strahles dürfte mit $8 \cdot 10^{-2}$ und der Strahlhalbmesser in der Linsenebene mit 10–12 mm den Verhältnissen an den damaligen Röhren entsprechen. Es ergibt sich, wie in Fig. 10 gezeigt, daß bei 2 Watt das kritische Betriebsintervall für diese Röhren zwischen 7 und 8,5 kV liegt (unterhalb 7 kV vereitelt also schon die Raumladung allein einen Betrieb mit 441 Zeilen, oberhalb 8,5 kV macht die Raumladung nur noch weniger als 1 Proz. des verfügbaren Fleckdurchmessers aus). Bei Spannungen von 10–20 kV verblaßt die Bedeutung der Raumladung völlig.

Der Vollständigkeit halber prüfen wir noch das Flattern der Brennebene. Wir errechnen zunächst die zulässige Gesamtverschiebung:

$$\Delta s = \frac{\Phi}{2\varrho_0'} = 45\,\text{mm} \qquad s_0 = \frac{R_0}{\varrho_0'} = 690\,\text{mm}$$

$$\frac{s}{s_0} = \frac{735}{690} = 1{,}07\,,$$

d. h. daß die Brennebene um 7 Proz. überfokussiert werden darf. Dann wird bei $I_A = 0$ der geometrisch-optische Streukreis gerade eben Zeilenbreite annehmen, und wir haben ein möglichst großes Intervall (45 mm) für das Flattern zur Verfügung gestellt. Die Fig. 11 zeigt die errechneten Verhältnisse. Bei 5 kV beträgt die aussteuerbare Leistung nur 0,4 Watt, bei 10 kV

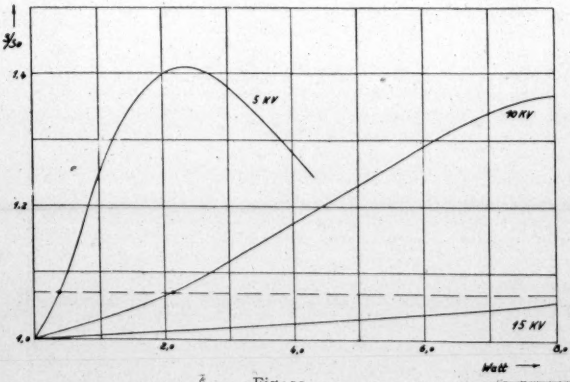

Fig. 11.

wird der Richtwert von 2 Watt überschritten und bei 15 kV und mehr sind Aussteuerungen von 8 Watt und darüber hinaus möglich. Wir sehen, daß im Falle 3 die Verhältnisse so günstig liegen, daß man selbst im Falle einer konstanten Strahldivergenz eine hinreichend ruhige Brennebene erhalten würde. Nun kommt bei dem speziellen, bislang benutzten Entladungssystem der Zusammenhang von ϱ_0' und I_A noch hinzu, der das ohnehin geringe Flattern wiederum zusätzlich heruntersetzt.

Den hier mitgeteilten Zahlenangaben kommt zwar nicht der experimentelle Wert direkter Messungen zu, im Gegenteil handelt es sich ja sogar im Falle 1 und 3 um willkürliche angenommene Röhrendaten, aber andererseits sind sie so angenommen worden, daß sie die charakteristischen Merkmale zweier Typenklassen erfassen und so zusammen mit dem Beispiel 2 als kennzeichnende Beispiele für drei der wichtigsten Stationen in der bisherigen Fernsehentwicklung dienen können:

1. Großer Standempfänger, typisch für die Entwicklung von 1936–1938,
2. Projektionsempfänger für mittlere Formate 1937–1938,
3. Einheits-Fernsehempfänger 1939.

Insofern ist mit diesen drei Beispielen der Versuch gemacht, die Bedeutung der Raumladungsschärfe in einem möglichst großen Bereich der bisherigen Entwicklung zu übersehen.

Querschnittsminimum vor der Kathode

Wenn auch im vorangegangenen das wesentliche Gebiet besprochen worden ist, in dem die Raumladungskräfte die erreichbare Fleckschärfe begrenzen, so ist doch für eine erschöpfende Behandlung noch eines nachzuholen. Der Elektronenbrennfleck in der Ebene des Leuchtschirms ist nicht die einzige Stelle im Strahlverlauf, an der der Elektronenstrahlquerschnitt ein Minimum durchläuft. Vielmehr bildet sich bei Verwendung der normalen Strahlerzeugungssysteme mit Glühkathode und Wehnelt-Blende in der Nähe der Kathode bereits ein erster Minimalquerschnitt aus, und er ist eigentlich erst das elektronenoptische Objekt, das mittels der Hauptlinse im Leuchtschirm abgebildet wird. Insofern ist der Ausdruck, daß der Leuchtfleck das elektronenoptische Bild der emittierenden Kathodenfläche sei, eine Zusammenfassung für kompliziertere Verhältnisse, die Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen sind [5, 6, 7, 15] und die im folgenden zunächst kurz umrissen werden sollen.

In der Fig. 12 befinde sich in der Ebene *KK* senkrecht zur Zeichenebene die Glühkathode

einer Kathodenstrahlröhre, in der Ebene WW liege die Wehnelt-Blende, bei AA die Anodenblende, LL sei der Ort der Elektronenlinse und der Leuchtschirm liege bei SS. Negatives Wehnelt-Potential und positives Anodenpotential bauen gemeinsam vor der Kathode ein elektrostatisches Feld auf, wie es in der Fig. 12 angedeutet ist. Unter seinem Einfluß emittiert die Kathode aus einem kreisförmigen Bereich mit dem Radius R_k. Unter dem bündelnden Einfluß des Emissionsfeldes sammeln sich die Elektronen an einer Stelle kleinsten Querschnitts mit dem Halbmesser R_{min}, der übrigens bei Modulation der Strahlintensität seine axiale Lage im Rhythmus der Modulation verschiebt. Das heißt also, daß auch der erste Minimalquerschnitt ebenso flattert, wie wir es oben beim Leuchtfleck gesehen haben, aber in diesem Falle schon aus rein geometrisch-optischen Gründen und schon ohne Hinzunahme der Raumladungseinflüsse. Von R_{min} aus läuft der Strahl dann divergent durch das weitere Beschleunigungsfeld. Der Divergenzwinkel nimmt dabei infolge der zunehmenden axialen Geschwindigkeit ab, wenngleich die in diesem Gebiet zerstreuende Wirkung des Emissionsfeldes der Divergenzabnahme bis zu einem gewissen Grade entgegenwirkt. Nach dem Passieren der Anodenblende klingt das Feld rasch ab, mit der nun konstanten Divergenz ϱ_k' tritt der Strahl in die Elektronenlinse ein, um sie unter dem Divergenzwinkel ϱ_0' wieder zu verlassen, und es ist $\varrho_k'/\varrho_0' = V$, wo V das elektronenoptische Abbildungsverhältnis ist. In der Leuchtschirmebene SS nimmt der Strahl dann den gegebenenfalls raumladebegrenzten Halbmesser R_0 an.

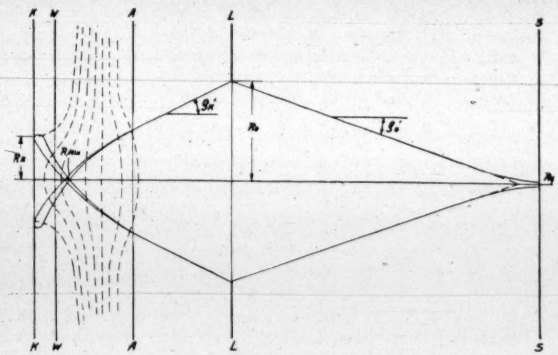

Fig. 12.

Dieser letztere ist unter Hinzunahme von ϱ_0', R_0 (Strahlhalbmesser in der Linsenhauptebene), der Voltgeschwindigkeit und der Stromstärke Hauptgegenstand der bisherigen Arbeit gewesen. Aber genau wie bei seiner Ausbildung sind auch bei der Bildung von R_{min} die Raumladungskräfte an sich beteiligt, und es besteht guter Grund, auch auf ihn die Betrachtungen des bisher Dargestellten anzuwenden und die Raumladungsgrenze für seine Schärfe zu bestimmen. Die amerikanische Literatur nennt den Minimalquerschnitt „cross over", also etwa „Überkreuzungspunkt", und bei mittleren Stromdichten überkreuzen sich in ihm auch tatsächlich die von den einzelnen Punkten des emittierenden Kathodenbereichs kommenden elementaren Strombüschel. Aber es entsteht die berechtigte Frage, ob nicht bei hohen Stromdichten diese Überschneidung vereitelt wird durch Raumladungskräfte und ob nicht die abnormen Fleckvergrößerungen bei Übersteuerung der Strahlintensität (Klecksig-werden des Bildes) hier ihre mögliche Erklärung finden. In der Arbeit von Langmuir [7] wird eine Grenzstromdichte im Kreuzungspunkt berechnet, die sich aus dem Lambertschen Gesetz, der Maxwell-Verteilung der Glühelektronen und den Gesetzen der geometrischen Elektronenoptik ergibt. Wir interessieren uns hier dagegen für die Begrenzung der Schärfe durch die Raumladung.

Zwei Gesichtspunkte lassen diese Frage als besonders kritisch erscheinen. Einmal muß der Minimalquerschnitt bedeutend kleiner sein als der Leuchtfleck, denn er wird ja im Vergrößerungsverhältnis V, das im allgemeinen zwischen 4 und 9 liegt, in den Leuchtfleck hinein abgebildet. Zum anderen bildet sich R_{min} im Beschleunigungsraum aus, d. h. an einer Stelle, wo die Elektronengeschwindigkeit nur einen Bruchteil derjenigen im Leuchtfleck beträgt. Es besteht also die Aufgabe, mit kleinerer Voltgeschwindigkeit und demselben Strom einen um $1/V$ kleineren Strahldurchmesser zu erzeugen als im Leuchtschirm.

Zwei andere Gesichtspunkte wirken dem in erleichternder Weise entgegen. Während bei der Errechnung von R_G das Verhältnis des Grenzhalbmessers zum Halbmesser in der Hauptebene der Elektronenlinse anzusetzen war, d. h. also einem Halbmesser von 2–10 mm, muß bei der Berechnung von R_{min} das Verhältnis zum Halb-

messer des emittierenden Kathodenbereiches bestimmt werden, also zu einem wesentlich kleineren Ausgangswert. Mit anderen Worten, der Wert von ϱ aus Formel (7) braucht nicht bis zu den gleichen kleinen Werten gesenkt zu werden, um den gleichen oder um höchstens um eine Größenordnung kleineren Halbmesser zu bekommen. Darüber hinaus ist die Strahldivergenz beim Durchlaufen von $R_{\min}$ wesentlich größer als der Konvergenzwinkel im Bildraum. Einmal ist schon ϱ_k' um das V-fache größer als ϱ_0' und außerdem wächst die Divergenz, wenn man den Strahl von der Anode her in das beschleunigende Feld zurück verfolgt, noch um den Betrag $\sqrt{\frac{U_A}{U}}$ zusätzlich an, wenn U_A die gesamte Anodenspannung und U die an der betrachteten Stelle erreichte Spannung angibt.

Wir müssen nun prüfen, welcher der gesamten Einflüsse der überwiegende ist, wenn wir die Bedeutung der Raumladungskräfte im kathodennahen Minimalquerschnitt mit der im Leuchtfleck selbst vergleichen wollen. Einer rechnerischen Behandlung der Verhältnisse, die man als einigermaßen quantitativ bezeichnen könnte, stellen sich allerdings erhebliche Schwierigkeiten entgegen. Zunächst kann man für die Radialkraft nicht mehr die Formeln (3a) bzw. (3b) anwenden, da der Strahl auf dem Wege von der Kathode bis ins Strahlminimum nicht die in den Formeln (3) vorausgesetzte konstante Geschwindigkeit hat. Man müßte auf die Formel (2a) zurückgreifen, um aus ihr eine explizite Kraftformel für beschleunigte Elektronenstrahlen herzuleiten. Dabei müßte man noch den Potentialverlauf längs der Röhrenachse kennen, für ihn also den Wert für $\Re_R$ und anschließend mit Hilfe der Bewegungsgleichungen den Verlauf von R als Funktion des Strahlweges ermitteln, wobei man noch zusätzlich den bündelnden Einfluß des elektrostatischen Feldes berücksichtigen müßte. Wenn man auch mit vereinfachenden Näherungen hier zu einem gewissen Ziel kommen würde, so wollen wir uns doch mit einer ganz groben Abschätzung eine hinreichende Antwort auf die angeschnittene Frage verschaffen, die darin bestehen wird, daß die Raumladungskräfte im ersten Minimalquerschnitt eine viel kleinere Rolle spielen als im Leuchtfleck selbst.

Bei der elektronenoptischen Abbildung des Minimalquerschnittes in den Leuchtschirm ergibt sich ein Fleckdurchmesser von $D = 2 \cdot V \cdot R_{\min}$. Wenn man jetzt einmal von der vor dem Leuchtschirm entstehenden Raumladungsunschärfe absieht, so ist die mögliche Zeilenzahl

$$Z_0 = \frac{H}{2 \cdot V \cdot R_{\min}}$$

Hier ist H wie auch bisher die Höhe des Fernsehbildes. Wenn wir nun $R_{\min}$ als raumladebegrenzt ansehen, so muß nach Formel (8)

$$R_{\min} = R_K \cdot e^{-\varrho_0'^2/C}$$

sein, d. h. wir erhalten

$$Z_0 = \frac{H}{2 \cdot V \cdot R_K} \cdot e^{\varrho_0'^2/C}$$

und, indem wir für C den Wert aus Formel (5a) einsetzen,

$$Z_0 = \frac{H}{2 \cdot V \cdot R_K} \cdot e^{1{,}06 \cdot 10^2 \cdot \frac{\varrho_0'^2 \cdot U_{kV}^{3/2}}{i_{mA}}}$$

Wir nehmen nun weiter an, daß sich $R_{\min}$ an einer Stelle ausbildet, an der der k-te Teil der Gesamtspannung U_A durchlaufen sei, und wir setzen als mittlere Elektronengeschwindigkeit $\frac{k}{2} \cdot U_A$ an, wobei wir nun so rechnen wollen, als ob der Strahl von der Kathode bis ins Minimum diese halbe Voltgeschwindigkeit als konstante Geschwindigkeit hätte. Diese Abschätzung ist sicher zu scharf, denn der wesentliche Abschnitt der Abstoßung liegt sicher kurz vor dem Erreichen des Minimums, wo also die Geschwindigkeit schon höher, die Kräfte also kleiner sind. Den Divergenzwinkel im Minimum schätzen wir wie folgt ab. Er ist zunächst aus Abbildungsgründen um den Faktor V größer als im Bildraum. Aus den geschilderten Gründen kommt aber noch der Faktor $\frac{1}{\sqrt{k}}$ hinzu, so daß insgesamt

$$\varrho_{\min}' = \frac{1}{\sqrt{k}} \cdot V \cdot \varrho_0'$$

ist. Setzen wir das in die Formel für Z_0 ein, so ergibt sich

$$Z_0 = \frac{H}{2 \cdot V \cdot R_K} \cdot e^{1{,}06 \cdot 10^2 \cdot \frac{\varrho_0'^2 \cdot U_{kV}^{3/2}}{i_{mA}} \cdot \frac{V^2 \cdot k^{3/2}}{2^{3/2}}}. \qquad (11)$$

Wir betrachten daneben die Formel (10), d. h. die Grenzzeilenzahl, die durch die Vorgänge am Leuchtschirm selbst bedingt ist,

$$Z = \frac{H}{2 R_0} \cdot e^{1{,}06 \cdot 10^2 \cdot \frac{\varrho_0'^2 \cdot U_{kV}^{3/2}}{i_{mA}}}$$

Der Faktor vor der Exponentialfunktion ist in beiden Fällen annähernd derselbe, denn $V \cdot R_K$ und R_0 sind etwa von derselben Größe ($R_0 = 2$–10 mm, $R_K = 0{,}5$–2 mm, $V = 2$–7). Der wesentliche Unterschied zwischen den For-

meln (10) und (11) liegt im Exponenten, der im Falle (11) mit $\frac{V^2 \cdot k^{1/2}}{2^{3/2}}$ multipliziert erscheint. Man sieht demnach, daß die Schärfebegrenzung im Kreuzpunkt um so mehr hinter der am Leuchtschirm selbst zurücktritt, je höher die Vergrößerung ist und je mehr es gelingt, den Kreuzpunkt in das Gebiet der vollen Elektronengeschwindigkeit zu verlegen ($k = 1$).

Wenn wir uns an den drei oben betrachteten Röhrentypen über die quantitativen Verhältnisse orientieren wollen, so müssen wir den Wert für V im Falle der Projektionsröhre mit 4–5 und mit 7 bzw. 9 im Falle der Einheitsempfänger- bzw. Standempfängerröhre ansetzen. Der Wert für k dürfte in allen drei Fällen bei der Modulation etwa von 0,2–0,5 flattern. Setzt man diese Werte in den Ausdruck $\frac{V^2 \cdot k^{1/2}}{2^{3/2}}$ ein, so ergibt sich 4–6 im Falle der Projektionsröhre, 8–12,3 im Falle des Einheitsfernsehers, 12–20 im Falle des Standempfängers. Im Verhältnis dieser Zahlen kann man also den in der Röhre q ausgesteuerten Strom erhöhen, ehe der gesamte Exponent der Formel (11) so groß wird wie der ursprüngliche in der Formel (10), oder anders gesagt, ehe die Raumladungsunschärfe im Kreuzpunkt dieselben Unschärfen im Fernsehbild bewirkt wie die ursprünglich am Leuchtfleck selbst verursachte. Ist die vor dem Leuchtschirm errechnete Grenzzeilenzahl gleich Z, so läßt beim gleichen Betriebszustand der Kreuzpunkt eine Grenzzeilenzahl $Z' = Z^m$ zu, wo m der oben durch Abschätzung bestimmte Faktor ist.

Zusammenfassung

Man kann die Ergebnisse so zusammenfassen, daß bis jetzt die Raumladungskräfte auf die erreichbare Fleckschärfe in Kathodenstrahlröhren für Fernsehzwecke nur kleinen Einfluß hatten.

Im kathodennahen ersten Kreuzpunkt oder Minimalquerschnitt kann man die Raumladungskräfte um so mehr vernachlässigen, je größer das Abbildungsverhältnis ist und je mehr der Kreuzpunkt im Gebiet hoher Voltgeschwindigkeiten liegt. Die Raumladung tritt am Leuchtschirm weit eher schärfebegrenzend in Erscheinung, obgleich bei den wichtigsten bisherigen Röhrentypen noch eine gute Reserve in dieser Hinsicht vorhanden gewesen ist. Es ist kein Zufall, daß die Röhre des alten Standempfängers die günstigsten Verhältnisse aufweist und daß die Röhre des Einheitsempfängers die kleinsten Reserven hat. Denn das erstere Modell, aus einer älteren Entwicklung stammend, ist noch in großer technischer Freiheit und ohne große wirtschaftliche und ökonomische Bindungen entwickelt worden, während beim letzteren im Hinblick auf kleinen Aufwand eine kleine Strahlspannung und zugleich kleine Strahlapertur gewählt wurde. Die Verhältnisse liegen beim Projektionsrohr keineswegs kritischer als bei Röhren für direkte Betrachtung, weil der erhöhten Leistungsdichte im Fleck eine wesentliche Erhöhung von U_A und meist auch eine geringe (und auch weniger wichtige) Erhöhung von ϱ_0' entgegenwirkt, so daß insgesamt der Wert von

$$k = \frac{1}{N} \cdot \varrho_0'^2 \cdot U_A^{3/2},$$

der das ganze Problem beherrscht, in normalen Grenzen bleibt.

Als glücklichen Zufall möchte man es bezeichnen, daß der elektronische Mechanismus im Strahlerzeugungssystem eine nichtkonstante Divergenz bewirkt, so daß die Strahldivergenz und der Strom so miteinander verkoppelt sind, daß $i_A/\varrho_0'^2$ im Aussteuerintervall nahezu konstant ist und damit die Lage der Brennebene nahezu feststeht.

Drei Dinge sind es, die im Rahmen einer zukünftigen Entwicklung der Raumladungsunschärfe erhöhte Bedeutung verschaffen könnten: 1. Verringerte Anodenspannung, besonders wenn sie mit erhöhtem Anodenstrom einhergeht, 2. verringerte Divergenz des Strahls, 3. eine vom Anodenstrom unabhängige und im Modulationsintervall konstante Divergenz.

Die Entwicklung ließ bis kurz vor Kriegsausbruch entsprechende Tendenzen in allen drei Richtungen erkennen, andererseits kommt man bei der Betrachtung der durchgeführten Rechnungen zu dem Eindruck, als ob man rein empirisch schon die natürlich gegebenen Möglichkeiten relativ gut ausgenutzt hat. Jedenfalls sind die noch vorhandenen Möglichkeiten für die drei angedeuteten Richtungen nicht mehr sehr groß, und wesentliche Schritte in einer der Richtungen (etwa kleineres U_A) werden sich nur unter Verzicht in den beiden anderen machen lassen. Die Entwicklungsmöglichkeiten werden jedenfalls an den hier dargelegten Zusammenhängen ihre natürliche physikalische Grenze finden.

Schrifttum

1) MacGregor Morris und Mines, Measurements in Electrical Engineering by Means of Cathode Rays. Journ. of the Inst. El. Eng. **63**, 1056–1107, 1925.
2) E. E. Watson, Dispersion of an Electron Beam. Phil. Mag. **3**, 849–853, 1927.

3) M. Knoll und E. Ruska, Beitrag zur geometrischen Elektronenoptik. Ann. d. Phys. **12**, 604, 1932.
4) V. K. Zworykin, On Electron Optics. Journ. of the Franklin Inst. **215**, 535, 1933.
5) J. G. Maloff und D. W. Epstein, Theory of Electron Gun. Proc. J. R. E. **22**, 1386–1411, 1934.
6) R. R. Law, High Current Gun for Kinescope Projection. Proc. J. R. E. **25**, 954–976, 1937.
7) D. B. Langmuir, Theoretical limitations of cathode ray tubes. Proc. J. R. E. **25**, 977–991, 1937.
8) B. v. Borries und J. Dosse, Zerstreuung von Elektronen durch eigene Raumladung. Arch. f. Elektr. **32**, 221–232, 1938.
9) K. Diels, Die Telefunken-Projektionsröhre 1938. T. F. T. **27**, 512–515, 1938.
10) E. Schwartz, H. Strübig und H. W. Paehr, Strahlerzeugung in Fernsehröhren für Projektionszwecke. Fernseh AG. Hausmitt. **1**, 5–13, 1938.
11) E. Schwartz, Richtwirkung und Steuersteilheit bei Braunschen Fernsehröhren. Zeitschr. f. techn. Phys. **19**, 454–457, 1938.
12) E. Schwartz, Entwicklung der Braunschen Fernsehröhre bei der Fernseh AG. Fernseh AG. Hausmitt. **1**, 123–129, 1939.
13) M. Knoll, Kathodenstrahl-Bildübertragungsröhren. Telefunken Hausmitt. **20**, 65–79, 1939.
14) H. Knoblauch und E. Schwartz, Das Bildschreibrohr des Einheits-Fernsehempfängers T. F. T. **28**, 264–267, 1939.
15) J. Dosse, Theoretische und experimentelle Untersuchungen über Elektronenstrahler. Zeitschrift f. Phys. **115**, 530–556, 1940.

Berlin-Lichterfelde, August 1942.

(Eingegangen 12. Juli 1943)

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,40^{min}$.

Der Wert f der ausgestrahlten Normalfrequenz hat betragen:

$f_1 = 1000 \cdot (1 + \delta \cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\,40^{min}$–$10^h\,46^{min}$ und

$f_2 = 440 \cdot (1 + \delta \cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\,46^{min}$–$10^h\,49^{min}$.

1943	δ	1943	δ
August 1	–	August 16	–[1]
2	+ 4	17	– 10
3	+ 9	18	+ 2
4	+ 8	19	+ 3
5	+ 6	20	+ 12
6	+ 9	21	– 4
7	+ 8	22	–
8	–	23	+ 3
9	+ 6	24	+ 10
10	+ 10	25	– 11
11	+ 5	26	+ 5
12	+ 10	27	+ 12
13	–[1]	28	+ 11
14	– 23	29	–
15	–	30	+ 10
		31	+ 10

[1]) Nicht gemessen.

Berlin-Charlottenburg, den 4. September 1943.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Abteilung II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

E. v. Angerer, Wissenschaftliche Photographie. Eine Einführung in Theorie und Praxis. 3. Aufl. VII und 224 S. Mit 107 Figuren. Leipzig 1943. Akademische Verlagsgesellschaft Becker & Erler KG. Geh. RM. 11,80, geb. RM. 13,60.

Das Erscheinen der 3. Auflage dieses Buches innerhalb verhältnismäßig weniger Jahre ist ein Beweis dafür, daß es seit seinem ersten Erscheinen im Jahre 1931 (Besprechung siehe diese Zeitschrift **33**, 519, 1932) eine Lücke auszufüllen berufen war. Die neue Auflage behält im wesentlichen Ziele und Aufbau der früheren bei, bringt jedoch die einzelnen Kapitel auf den neuesten Stand. Als Anregung für eine weitere Auflage sei nur der Wunsch ausgesprochen, die Stichworte Diapositiv-Herstellung, Mikrophotographie, Kleinbild, Kino- bzw. Schmalfilm entsprechend ihrer zunehmenden Anwendung für wissenschaftliche Arbeiten stärker ausgebaut zu sehen, vielleicht unter Einsparung des heute seltenen „Pigmentdruckes". In der Farbenphotographie sind die Rasterverfahren ganz zugunsten der Drei-Schichten-Filme verschwunden. In einer solchen Umstellung läge eine Möglichkeit, den Wert des Buches noch zu steigern.

Heymer

H. Greinacher, Ergänzungen zur Experimentalphysik. Einführende exakte Behandlung physikalischer Aufgaben, Fragen und Probleme. 8°. X und 181 Seiten. Mit 79 Abbildungen. Wien 1942. Springer-Verlag. Brosch. RM. 6,60.

Das Buch enthält Vorlesungen, die der Verfasser in Ergänzung zu seinen Vorlesungen über Experimentalphysik an der Universität Bern hält.

Die ausgewählten Aufgaben, Fragen und Probleme sind den verschiedenen Gebieten der klassischen Physik (Mechanik, Akustik und Wellenlehre, Wärmelehre, Optik, Elektrizität und Magnetismus) entnommen und größtenteils mit elementaren mathematischen Hilfsmitteln durchgerechnet. Während einige Fragen (z. B. barometrische Höhenformel, c_p/c_v nach Clément-Desormes, Brechungsgesetz aus Fermatschem Satz, Selbstinduktion einer Spule) in jedem ausführlichen Lehrbuch behandelt werden, fällt der größere Teil durch originelle Fragestellung (z. B. Gewicht einer laufenden Sanduhr, Leuchttemperatur einer Metallfadenlampe) oder zumindest durch eine neue Art der Behandlung (z. B. Fernrohr und Mikroskop, Gruppenschaltung von galvanischen Elementen) auf. Ein Teil des Stoffes wird in Form von Aufgaben und Fragen gebracht, die am Schluß der einzelnen Abschnitte gestellt werden. Sie sind so ausgewählt, daß sie in engem Anschluß an den behandelten Gegenstand gelöst werden können. Es ist der Wunsch des Verfassers, daß das Buch für das Studium der Experimentalphysik ein „zusätzlicher Ratgeber und Wegbereiter" sein möge und daß es darüber hinaus „auch den Übergang zum Studium der theoretischen Physik erleichtern helfe". Diesen Zweck erfüllt es als echtes Lern- und Arbeitsbuch sicher sehr gut, zumal unsere Literatur an derartigen, mehr nach pädagogischen Gesichtspunkten abgefaßten Darstellungen für Studierende der mittleren Semester nicht reich ist.

Für die wohl bald notwendig werdende zweite Auflage ist an einigen Stellen eine etwas straffere Fassung des Textes wünschenswert. Am Ende des Buches wird die anfänglich breite Darstellung vielleicht zu knapp. Manche Stellen könnten leicht zu Praktikums- und Vorlesungsversuchen in Beziehung gebracht werden, die der Verfasser zum Teil selbst angegeben hat. Diese kleinen, vom Referenten empfundenen Mängel können den Wert der didaktisch geschickten Darstellung nicht herabmindern.

E. Saur (Erlangen)

Jörn Lange, Einführung in die Physikalische Chemie (Thermodynamik, Kinetik). Gr.-8°. VIII und 204 Seiten. Mit 98 Abbildungen. Wien 1942. Springer-Verlag. Geh. RM. 9,60.

Wenn man das Buch vom Stande des Physikers aus betrachtet und aus ihm ein prinzipielles Verständnis der Thermodynamik gewinnen möchte, so wäre man enttäuscht. Wenn man jedoch das Buch so aufnimmt, wie es der Verfasser gemäß seinem Vorwort wünscht, nämlich als eine Einführung in das für praktische Anwendung notwendige Wissen, so stellt es ein ausgezeichnet gelungenes Werk dar. Unter bewußtem Abweichen von der üblichen historischen Darstellung werden sehr bald die thermodynamischen Potentiale eingeführt, und mit diesen eine Vielzahl von insbesondere für den Chemiker wichtigen Erscheinungen behandelt. Die Beschreibungen sind durch instruktive Abbildungen und Kurven sowie durch zahlreiche Tabellen ergänzt. Verfasser möchte der chemischen Gedankenwelt, einem „Denken in Atomen und Molekülen" eine physikalische Gedankenwelt, dem „Denken in Funktionen" gegenüberstellen. Er betrachtet es insbesondere als seine Aufgabe, diese funktionalen Zusammenhänge dem Chemiker nahezubringen. So ist das Buch weitgehend mathematisch gehalten, wenngleich als Grundlage nur die Elemente der Integral- und Differentialrechnung vorausgesetzt werden. Das Buch enthält die Durchrechnung vieler Beispiele, und es geht außer auf die funktionalen Zusammenhänge auch auf Messmethoden, die zu ihrer Nachprüfung notwendig sind, ein, insbesondere auch darauf, weshalb gewisse apparative Kniffe im einen oder anderen Falle angewendet werden. (Vgl. z. B. § 86.)

Dem Referenten erscheint allerdings die Unterscheidung des chemischen und physikalischen Denkens in der oben genannten Art nicht völlig zutreffend. Auch der Physiker, insbesondere der Strukturphysiker denkt oft „in Atomen und Molekülen". Ihn interessieren allerdings an den Grundbausteinen nicht die chemischen Eigenschaften, sondern z. B. das molekulare Kraftfeld, die geometrische Struktur, insbesondere die räumliche und die kinetische Zusammenwirkung. Der Verfasser hat zwar ein Kapitel über Kinetik aufgenommen, doch finden sich in diesem schon wegen seiner Kürze nur die ersten Grundlagen. Die eigentliche kinetische Betrachtungsweise der Materie und ihre mathematische Durchführung würde im Rahmen der vorliegenden Einführung wohl auch viel zu umfangreich gewesen sein.

Nimmt man das Buch als das, was es sein will, eine Heranführung des Chemikers an die thermodynamischen Grundlagen zum Zwecke der praktischen Anwendung, so kann man es — auch für Physiker zur Ergänzung — bestens empfehlen. Für das Studium der prinzipiellen Thermodynamik und kinetischen Theorie der Materie dürfte es kaum in Frage kommen.

Die Ausstattung des Werkes durch den Verlag ist vorzüglich. Für eine spätere Auflage dürfte die Aufnahme von einem größeren Material an Schrifttumshinweisen wünschenswert sein.

F. Horst Müller

W. Pfanhauser, Galvanotechnik. Gr.-8°. XV und 1591 S. Mit 765 Figuren. 2 Bände. Leipzig 1941. Akademische Verlagsgesellschaft Becker & Erler KG. Geb. RM. 70,—.

Dreizehn Jahre sind seit dem Erscheinen der letzten Auflage der „Galvanotechnik" verstrichen, eines der sowohl für den Experimentalphysiker als auch für den Techniker wohl bekanntesten Nachschlagewerkes für Fragen der Herstellung elektrolytischer Überzüge. Die rasche und sehr vielfältige Entwicklung hat eine starke Vergrößerung des Umfanges gefordert, aus der zweckmäßig die Teilung in 2 Bände folgte. Beim Vergleich mit der früheren Auflage fällt auf, daß keineswegs eine bloße Erweiterung des Werkes vorgenommen wurde, sondern daß eine vollkommen neue Durcharbeitung des Stoffes stattgefunden hat, die äußerlich an der neuartigen und sehr übersichtlichen Gliederung zu erkennen ist. An dem einführenden Kapitel über die theoretischen Grundlagen sowie an anderen Stellen wurde entsprechend den heute allgemeiner verbreiteten Kenntnissen der Elektrotechnik wesentlich gekürzt, so daß über die bloße Vermehrung der Seitenzahl hinaus weiterer Raum für das eigentliche Thema hinzugekommen ist. Die Hereinnahme von Schrifttumsangaben, insbesondere aus neuerer Zeit, sowie von Hinweisen auf Patentliteratur in größerer Zahl als in den bisherigen Auflagen ist ebenfalls anerkennenswert. Schrifttum und Patente finden sich am Schluß des 2. Bandes noch gesondert zusammengestellt. Der

1. Band enthält in dem Teil C die Behandlung der Elektrolyse der verschiedensten Metalle und Legierungen in übersichtlicher Ordnung. Eine Reihe Metalle erscheinen dabei erstmalig im besonderen Kapitel und für ein ganzes Teil von besonderen Metallen, wie Niob, Rhenium, Tantal, Zirkon usw. wurde ein neuer spezieller, gemeinsamer Abschnitt eingerichtet. Vollkommen neu ist die Aufnahme der elektrolytischen Oxydation von Aluminium, Magnesium und Eisen. Auch im Teil Galvanoplastik sind vor allem technische Neuentwicklungen berücksichtigt worden und schließlich wurden die Tabellen am Ende des Buches wesentlich vergrößert. Von den zahlreichen Möglichkeiten zur Herstellung elektrolytischer Niederschläge fehlt eigentlich nur die von Kautschukschichten aus Latex, die z. B. in Amerika zur Herstellung von kautschuküberzogenem Kupferdraht Verwendung findet. Es wäre schön, wenn sich in einer späteren Auflage vielleicht auch diese mit Elektrophorese organischer Kolloide zusammenhängenden Fragen aufnehmen ließen.

Es ist dem Verfasser und seinen Mitarbeitern — vielleicht wäre es in einer zukünftigen Auflage möglich, deren Namen bei dem betreffenden Kapitel nochmals zu erwähnen — sehr hoch anzurechnen, daß sie in der jetzigen Zeit, die an sich hohe Ansprüche an Energie und Arbeitskraft an den einzelnen stellt, die Muße zur Neubearbeitung dieses Buches, das schon längst nicht nur im engen Fachkreis als Nachschlagewerk geschätzt wird und das wohl so gut eingeführt, daß es keiner besonderen Empfehlung mehr bedarf, aufgebracht haben. Der Verlag hat für die gute Ausstattung des Werkes Sorge getragen. F. H. Müller

W. Schulze, Allgemeine und physikalische Chemie. Kl.-8°. I. Teil. 146 S. Mit 22 Figuren. II. Teil. 160 S. Mit 36 Figuren. Berlin 1942. Walter de Gruyter & Co. (Sammlung Göschen, Band 71 und 698.) Preis je RM. 1,62.

Der Verfasser der beiden neuen Göschen-Bändchen hat in dem gegebenen beschränkten Rahmen viel Material untergebracht. Im I. Band folgen den einleitenden Abschnitten über Grundlagen der Thermodynamik und Atomistik größere Abschnitte über die Aggregatzustände und ihre Änderungen, über Lösungen, über Elektrolyte, Energieumsätze bei chemischen Reaktionen und chemisches Gleichgewicht. Der II. Band behandelt: Elektromotorische Kräfte, Temperaturabhängigkeit von Gleichgewichten, chemische Reaktionsgeschwindigkeit sowie Atombau und chemische Bindung. Der Leser erhält jedenfalls ein, in manchen Zügen natürlich nur skizziertes, aber doch im ganzen gut ausgewähltes Bild wichtiger Züge der Physikalischen Chemie. L. Ebert

F. Vilbig, Lehrbuch der Hochfrequenztechnik. 3., verbesserte und erweiterte Auflage. Gr.-8°. 1. Band: XX und 650 S. Mit 766 Abbildungen. 2. Band: XVI und 616 S. Mit 891 Abbildungen. Sowie Ergänzungsheft zum Schrifttumsverzeichnis. 68 S. Leipzig 1942. Akademische Verlagsgesellschaft Becker & Erler Kom.-Ges. Geb. RM. 35,80.

Da die zweite Auflage bereits nach zwei Jahren vergriffen war, erschien jetzt die wieder erweiterte dritte Auflage. Gegenüber der zweiten Auflage, die an dieser Stelle bereits besprochen wurde (41, 152, 1940), ist besonders das Kapitel über die Wellenausbreitung umfangreicher geworden. Hier mußte eine große Anzahl neuer Erkenntnisse über den Einfluß der oberen Atmosphäre berücksichtigt werden. Für den Nichtphysiker wurde im ersten Kapitel ein Einblick in das Wesen der Elektrizität gegeben. Im übrigen wurde in diesem Kapitel der Überblick über die in der Praxis nötigen Materialkonstanten sowie die Formeln für spezielle Schaltungen und Schaltelemente wesentlich erweitert. Die notwendig gewordene Aufteilung des Werkes in zwei Bände und die trotz des Krieges erstklassige Ausführung mit Leineneinband sind im Hinblick auf eine starke Benutzung der Bücher sehr erfreulich. H. Ramm

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1943

Bergakademie Freiberg. Regler: Röntgenkunde für Fortgeschrittene, 2, Übungen 2; Reine Metallphysik, 2; Theorie der Verformung, 2; Röntgen-Grobstruktur und Magnetprüfverfahren (mit v. Schwarz), 1, Übungen, 2. —

Nachrichten

Dozenturen: An der Technischen Hochschule Graz Dr. Julius Wagner für Experimentalphysik, an der Universität Münster Dr. Jan van Calker für Physik und Dr. Karl Schröter für Mathematische Logik und Grundlagenforschung, an der Universität Erlangen Dr. Eugen Saur für Physik, an der Technischen Hochschule Breslau Dr. Karl Jaeschke für Elektrotechnik, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Herbert Staude für Physikalische Chemie.

Ernannt. Zu ordentlichen Professoren der Chemie an der Universität Turku (Abo, Finnland) die Dozenten Halge Allan, Ossian Aspelund und Per Ekwall, der Dozent für Mathematik an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Heinrich Rossbach zum außerplanmäßigen Professor daselbst, der Dozent für Experimentalphysik an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Harald Volkmann zum außerplanmäßigen Professor daselbst, der Dozent für Physik an der Universität Frankfurt/M. Dr. Hermann Dänzer zum außerplanmäßigen Professor ebenda, der Dozent für Mathematik an der Universität München Dr. Hermann Börner zum außerplanmäßigen Professor daselbst, der außerplanmäßige Professor an der Universität Göttingen Dr. Josef Goubeau zum außerordentlichen Professor für Anorganische Chemie und Technologie ebendaselbst.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Danzig Dr. Julius Sommer, der außerplanmäßige Professor für Chemie an der Universität Berlin Dr. Paul Bäumgarten, der Assistent am Chemischen Institut der Universität Königsberg Dr. D. Pflugmacher (im Osten gefallen), der Mitarbeiter am Kopernikus-Institut Prof. Dr. Gustav Straube.

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 4. — Printed in Germany